

UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

UFR sciences et techniques
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne
Département Optique, Interaction Matière-Rayonnement

THÈSE

Pour obtenir le grade de
docteur de l'université de Bourgogne.

Discipline : physique

Par :
Aurélien COILLET

Le 17 octobre 2011

Microfibres pour l'optique non linéaire

Directeur de thèse :
Philippe GRELU

Jury :

Rapporteurs : Dominique BOSC
 Gilberto BRAMBILLA
Examineurs : Georges BOUDEBS
 Frédérique DE FORNEL
 Fabienne PELLÉ

Remerciements

JE tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude à Philippe GRELU pour m'avoir proposé ce sujet de thèse, pour m'avoir encadré, guidé et conseillé durant ces trois années. Merci également pour ces discussions passionnantes, en particulier sur la science et l'enseignement, et pour m'avoir permis d'effectuer mon monitorat dans de très bonnes conditions, notamment en préparation pour le CAPES.

Je remercie également Guillaume VIENNE, qui m'a enseigné les rudiments expérimentaux de cette thématique, et m'a également permis de découvrir la Chine et cette très belle ville qu'est Hangzhou. Merci à toute l'équipe « Solitons, Lasers et Communications Optiques » pour m'avoir accueilli, et en particulier à tous ceux qui m'ont aidé dans mes travaux : Frédéric SMEKTALA, Jean-Charles JULES, Grégory GADRET, Inna SAVELII, Frédéric DÉSÉVÉDAVY, Mohammed EL AMRAOUI. Merci également à toute l'équipe d'« Optique de Champ Proche », avec qui j'ai eu la chance de collaborer, et notamment à Benoit CLUZEL qui m'a beaucoup appris sur le plan expérimental.

Beaucoup de personnes ont partagé avec moi le bureau D213, et beaucoup de discussions scientifiques ou non s'y sont déroulées, et toujours dans une excellente ambiance, et je voudrais toutes les en remercier. Merci donc en premier lieu à Bertrand KIBLER, maître des lieux, ainsi qu'à Coraline FORTIER-BALME, à Yan YAN, Anne BOUCON, Noémie VERSCHEURE et Pierre BÉJOT.

Je remercie vivement tous ceux qui m'ont fait découvrir la Bourgogne ou la Franche-Comté et leurs spécialités, et avec qui j'ai passé de très bons moments : Franck, Vincent, Jean et Paola, Charles-Henri, Benoit et Audrey (et Antonin et Camille), Anne, Bruno (et tout l'*iB_L*), Fred, Stéphane et Bernard (mais ce n'est qu'un détail...), ...

Enfin, je souhaite vivement remercier l'ensemble de mes proches, en particulier mes parents, mes sœurs et Claire pour leur soutien.

Table des matières

Liste des symboles et sigles	1
Introduction	3
Bibliographie	8
1 Microfibres optiques	11
1.1 Propriétés optiques des microfibres	11
1.1.1 Guidage optique	11
1.1.2 Champ évanescent	15
1.1.3 Confinement et non linéarité	17
1.1.4 Dispersion	19
Conclusion	21
Bibliographie	22
2 Fabrication et manipulation des microfibres optiques	25
2.1 Techniques d'étirage	25
2.1.1 Principe	25
2.1.2 Étirage des fibres optiques	26
2.1.3 À partir de matériaux massifs	28
2.1.4 Qu'est-ce qu'un bon matériau ?	31
2.2 Interférences modales	33
2.2.1 Protocole expérimental	33
2.2.2 Principe physique	34
2.2.3 Détermination de Δn^{eff}	35
2.2.4 Modélisation de l'étirage	38
2.3 Mesures de diamètres	40
2.3.1 Mesures destructives	40
2.3.2 Mesures non-destructives	42
2.4 Manipulation	44
2.4.1 Bilan des forces	45
2.4.2 Techniques de manipulation	49
2.5 Dispositifs optiques	51
2.5.1 Résonateur en anneau	51
2.5.2 Résonateur 4 ports	54
2.5.3 Interféromètre de Mach-Zehnder	56
2.5.4 Miroirs de Sagnac et résonateur de Fabry-Pérot	57
Conclusion	58
Bibliographie	60

3	Optique non linéaire dans les microfibres de silice	63
3.1	Déphasage non linéaire et résonateur	63
3.1.1	Principe	63
3.1.2	Résonateur non linéaire	64
3.1.3	Aspects temporels	65
3.2	Source laser impulsionnelle haute puissance	67
3.2.1	Principe	67
3.2.2	Caractérisation de la source	69
3.3	Automodulation de phase	72
3.3.1	Résultats expérimentaux	72
3.3.2	Conséquences	73
3.4	Génération de la troisième harmonique	75
3.4.1	Expériences	75
3.4.2	Modélisation	77
3.4.3	Interprétation des résultats expérimentaux	79
	Conclusion	81
	Bibliographie	82
4	Verres spéciaux	83
4.1	Matériaux et propriétés optiques	83
4.1.1	Non linéarité	83
4.1.2	Amplification optique	86
4.2	Couplage évanescent entre microfibres de matériaux différents	88
4.2.1	Théorie des modes couplés	88
4.2.2	Simulations numériques	90
4.2.3	Dispositifs hybrides	94
4.3	Laser	96
4.3.1	Modèle	97
4.3.2	Microfibres de tellure dopé	99
4.4	Génération de la troisième harmonique	102
	Conclusion	103
	Bibliographie	105
5	Interaction champ proche	107
5.1	Champ évanescent	107
5.2	Caractérisation champ proche de microfibres	108
5.2.1	Microscopie en champ proche	109
5.2.2	Microfibres sur substrat bas indice	110
5.2.3	Cartographies	112
5.3	Fluorescence de nanoparticules à la surface	116
	Conclusion	117
	Bibliographie	119
	Conclusion	121

Publications et communications de l'auteur	125
Articles	125
Conférences	125

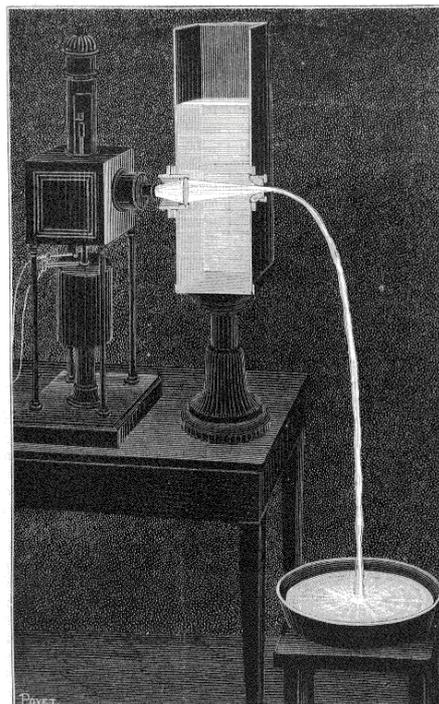
Liste des symboles et sigles

t	Temps
\mathbf{r}	Vecteur position
$(x,y,z), (r,\phi,z)$	Coordonnées cartésiennes et cylindriques
c	Vitesse de la lumière dans le vide
$e = \exp(1)$	Constante de Néper
$i = \sqrt{-1}$	Unité imaginaire
ϵ, μ	Permittivité diélectrique et perméabilité magnétique
$\chi^{(1)}$	Susceptibilité linéaire
n	Indice optique
$\chi^{(3)}$	Susceptibilité d'ordre trois
n_2	Indice non linéaire
$\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{H}$	Vecteurs champ électrique, champ magnétique et excitation magnétique
E, B	Amplitudes des champs électrique et magnétique
$\mathbf{S} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*$	Vecteur de Poynting
ω	Pulsation
λ	Longueur d'onde
$k_0 = \omega/c$	Nombre d'onde dans le vide
β	Constante de propagation
φ	Déphasage optique
φ_{nl}	Déphasage non linéaire
α, α_2	Absorptions linéaire et non linéaire
d	Diamètre des microfibres
d_c	Diamètre critique de propagation monomodale
A_{eff}	Aire effective
v_g	Vitesse de groupe
w	<i>waist</i> : diamètre minimal d'une microfibre
P	Puissance optique
SMF	<i>Single Mode Fibre</i> , fibre monomode à saut d'indice
MEB	Microscope électronique à balayage
SPM	<i>Self Phase Modulation</i> , auto-modulation de phase
THG	<i>Third Harmonic Generation</i> , génération de la troisième harmonique
FDTD	<i>Finite-difference time-domain method</i> , méthode des différences finies dans le domaine temporel
PML	<i>Perfectly matched layer</i> , zone absorbante parfaitement adaptée
MAM, PMMA	Méthacrylate de méthyle et polyméthacrylate de méthyle

Introduction

Les microfibres sont des guides optiques de très faibles dimensions, de l'ordre du micromètre. Deux aspects interviennent donc dans cette thématique : l'aspect guidage des ondes électromagnétiques et l'aspect objet de faibles dimensions, à la limite du monde nanométrique.

Fibres optiques Le principe de guidage de la lumière par réflexion totale à une interface entre deux milieux diélectriques d'indices optiques différents a été démontré expérimentalement pour la première fois dans les années 1840. Dans leur expérience, Jean-Daniel Colladon et Jacques Babinet décrivent le parcours des rayons lumineux dans un jet d'eau (voir figure 0.1), et expliquent la conduction de la lumière par les réflexions totales subies par le faisceau à l'interface entre l'eau et l'air [1].



Expérience de la fontaine Colladon.

Figure 0.1 – Illustration tirée d'un article de 1884 de Jean-Daniel Colladon dans le magazine *La Nature* montrant le dispositif utilisé pour illustrer le principe du guidage de la lumière par réflexion interne totale.

Il faudra attendre les années 1920 pour voir apparaître l'utilisation de cylindres de verre guidant la lumière, avec leurs premières applications pour l'éclairage médical, par-

ticulièrement en chirurgie dentaire, et pour un prototype de télévision à fibres. Les premières fibres à saut d'indice arrivèrent en 1950, avec l'invention du fibroscope, système de transmission d'image utilisé en endoscopie et pour inspecter les soudures dans des réacteurs d'avion.

En 1960, le laser est inventé et l'idée de l'utiliser dans des fibres optiques pour transporter de l'information émerge rapidement. L'enjeu devient alors de réduire au maximum les pertes et Charles Kao montre en 1966 qu'elles sont très majoritairement dues aux impuretés du matériau, et peuvent donc être réduites en améliorant les procédés [2]. Cette découverte va lancer la course pour l'amélioration des technologies de synthèse de la silice et de fabrication de fibres, avec au final des atténuations de l'ordre de quelques dB km^{-1} , valeur prédite par Kao et permettant la transmission d'informations sur de très longues distances et à de très hauts débits.

De nombreuses autres inventions ont permis le développement du réseau de fibres optiques actuel : les diodes laser, les amplificateurs optiques et tous les composants fibrés (coupleurs, multiplexeurs, filtres, polariseurs, ...). Dans les années 1980, l'optique non linéaire s'est développée dans les fibres, avec des applications en traitement du signal optique [3] ou des études plus fondamentales, sur les solitons optiques par exemple [4,5].

Toutes ces avancées sont allées de paire avec une recherche de nouvelles structures fibrées : les coupleurs fibrés sont composés de deux fibres torsadées et étirées à chaud, les répartitions des indices dans les fibres sont optimisées pour différents objectifs, les fibres microstructurées ou à cristaux photoniques sont développées pour augmenter les effets non linéaires, ... De la même manière, les recherches actuelles portent également sur de nouveaux matériaux plus non linéaires ou permettant une meilleure amplification optique.

La thématique des microfibres optiques s'inscrit dans cette tendance, puisqu'il s'agit d'un objet qui pousse encore un peu plus loin les propriétés des fibres optiques, en permettant l'exploration d'effets non linéaires plus importants d'une part, et en facilitant l'utilisation de matériaux nouveaux d'autre part, grâce à des procédés de fabrication simples et adaptables notamment. Ces deux derniers points feront d'ailleurs l'objet d'études spécifiques aux chapitres 3 et 4.

Microfibres Les intérêts des microfibres ne se limitent cependant pas au seul domaine de la transmission d'information par voie optique. La première application proposée consistait à exploiter leurs propriétés mécaniques et de les utiliser comme fils de torsion pour des radiomètres [6]. Cet article de C. V. Boys datant de 1887 est la première étude concernant les microfibres (*fused quartz finest threads*) mais le procédé de fabrication utilisé reste parfaitement actuel, preuve du très grand savoir-faire des verriers de l'époque. En 1887, l'optique guidée n'existe pas, et il n'était alors pas question d'injecter de lumière dans les microfibres, même si leurs propriétés de diffraction furent décrites.

Les microfibres ne seront pas utilisées en optique avant le développement des dispositifs d'optique linéaire à base de fibres. La fabrication de coupleurs ou de multiplexeur nécessite en effet d'étirer deux fibres optiques torsadées, et c'est en étudiant ces objets que les propriétés optiques des microfibres ont commencé à éveiller l'intérêt des chercheurs [7,8]. Les premières publications sur le sujet datent des années 1980, avec comme principal sujet d'étude les échanges modaux ayant lieu lors de la transition entre la fibre

et la microfibre [9–12]. À cette époque, les diamètres des microfibres restent cependant assez élevés, de l'ordre de la dizaine de micromètres. C'est dans les années 1990 que les techniques d'étirage vont s'améliorer et permettre d'obtenir de vraies microfibres avec des diamètres inférieurs à la longueur d'onde. À partir de cette date, les utilisations des microfibres vont se développer et se diversifier : dispositifs interférométriques [13], capteurs variés [14], lasers [15], optique non linéaire [16], coupleurs pour résonateurs à grands facteurs de qualité [17], etc. Plus récemment, les microfibres ont été utilisées pour manipuler des particules en suspension grâce aux forces optiques [18], ou pour exciter des nanoparticules ou des atomes aux propriétés d'émission remarquables [19].

Dans la plupart de ces études, la microfibre n'est envisagée que comme outil pour étudier un autre objet. La publication qui lancera les recherches sur la microfibre en tant que sujet d'étude est celle de Limin Tong en 2003 [20]. Les microfibres y sont présentées comme des candidats potentiels pour de futurs dispositifs en micro photonique grâce à leurs faibles dimensions et leurs faibles pertes comparé aux dispositifs à cristaux photoniques basés sur du silicium. De nombreuses publications ont suivi celle-ci, et quelques groupes se sont montrés très productifs sur le sujet : l'équipe d'Eric Mazur à Harvard [21], celle de Limin Tong à Hangzhou en Chine [20], David Richardson à l'*Optoelectronics Research Center* (Southampton) [22], Misha Sumetsky (OFS Laboratories) [23] ou encore le groupe de Ben Eggleton au CUDOS en Australie [24]. Leurs travaux vont de la fabrication de microfibres en verres de dernière génération à la caractérisation de dispositifs optiques variés en passant par l'étude d'effets non linéaires.

Cette dernière thématique sur les effets non linéaires dans les microfibres n'étant pas encore très développée, et comme l'expertise du laboratoire interdisciplinaire Carnot de Bourgogne englobe à la fois les thèmes du non linéaire, des fibres optiques et des matériaux nouveaux, Philippe Grelu a souhaité démarrer des recherches dans ce sens à Dijon. J'ai intégré ce projet à l'occasion de cette thèse, et nous avons rapidement pu démarrer grâce au partenariat avec l'équipe de Limin Tong et au soutien du programme de recherches avancées franco-chinois du Ministère des affaires étrangères (EGIDE). J'ai eu en particulier la chance de faire un séjour d'un mois dans le laboratoire de Limin Tong et en compagnie de Guillaume Vienne, où j'ai pu profiter de leur savoir-faire et m'en inspirer.

L'aspect verres non classique a également été étudié durant ma thèse, notamment grâce au travail réalisé en collaboration avec le groupe de Frédéric Smektala sur les verres de chalcogénure et de tellure. D'autres verres ont également été étudiés, soit pour leurs caractéristiques non linéaires, soit pour leurs propriétés d'amplification optique. Je remercie Fabienne Pellé, Rachid Si-Fodil et Aïcha Kermaoui pour ces verres aux compositions nouvelles.

Enfin, j'ai également pu travailler avec l'équipe de Frédérique de Fornel sur la caractérisation en champ proche des microfibres optiques, un sujet pour lequel peu de littérature est disponible. Ma collaboration avec l'équipe d'Optique en Champ Proche ne s'est cependant pas limitée à l'étude des microfibres, puisque nous avons publié ensemble un travail sur des effets non linéaires en cavités à cristaux photoniques [25].

Tous ces sujets seront détaillés dans les chapitres suivant, et la plupart d'entre eux ont donné lieu à des publications [26–28].

Organisation du manuscrit Ce mémoire est composé de cinq chapitres. Le premier a pour objectif d'introduire les microfibres, de les situer dans le contexte de recherche en optique guidée, en précisant notamment le lien entre la thématique des fibres optiques. Dans un second temps, une analyse théorique des microfibres est faite, avec un accent mis sur leurs propriétés de guidage de la lumière : indices de réfraction effectifs, champ évanescent et champ propagatif, non linéarité effective, propriétés dispersives. Cette étude fait apparaître des caractéristiques originales qui seront utilisées dans la suite pour des applications variées.

Dans le deuxième chapitre, l'aspect expérimental est privilégié avec la présentation des différentes techniques de fabrication des microfibres. Le principe utilisé est cependant toujours identique, puisqu'il s'agit d'un étirage à chaud à partir d'une fibre ou d'un cylindre de verre. Différents matériaux ont été étudiés au cours de ma thèse avec des caractéristiques thermo mécaniques différentes et donc des procédés différents. Lors de la fabrication de microfibres à partir d'une fibre optique monomode standard, des interférences sont observées et nous renseignent sur l'étirage en cours. Une expérience a été réalisée sur le sujet, et son interprétation est donnée dans un deuxième temps. Ce chapitre est aussi l'occasion de se poser la question de la mesure des diamètres des microfibres sans compromettre une future utilisation pour des expériences optiques. Enfin, ce chapitre sera l'occasion de discuter de la manipulation des microfibres, et de présenter les différents dispositifs optiques que j'ai pu fabriquer et tester.

Parmi les caractéristiques principales des microfibres, l'exaltation de la non linéarité effective est celle qui nous a intéressé le plus, et nous a poussé à étudier ces fibres. Le troisième chapitre est donc consacré à son étude, plus particulièrement aux effets non linéaires que l'on peut obtenir dans des dispositifs à microfibres de silice. Différents aspects sont étudiés, en premier lieu desquels le déphasage non linéaire dans un résonateur à microfibres. Il est en effet facile de réaliser un résonateur optique en microfibre, et la combinaison d'une résonance optique et d'une phase non linéaire conduit à des effets tels qu'une déformation de la fonction de transfert, voire l'ouverture d'un cycle d'hystérésis. Ces phénomènes sont étudiés numériquement, puis l'aspect expérimental est présenté et discuté. Nous avons également pu observer la conversion d'un signal à la longueur d'onde télécom en un faisceau vert par génération de la troisième harmonique. Ce phénomène est étudié théoriquement et expérimentalement.

Le quatrième chapitre est consacré à la description de nos études sur certains verres de nouvelle génération. Il est en effet assez facile et rapide de fabriquer des microfibres à partir de petits échantillons de verres, et il nous est donc possible de tester rapidement des compositions encore à l'état de prototypes. L'injection de lumière dans ces fibres est rendu possible par un couplage par champ évanescent entre microfibres, et ce processus est analysé afin d'en déterminer les paramètres pertinents ainsi que les ordres de grandeurs des taux de couplage potentiellement accessibles. L'objectif à plus long terme étant de réaliser des dispositifs hybrides permettant de profiter à la fois des propriétés de connectivité des microfibres de silice et des caractéristiques originales des verres spéciaux. La non linéarité est donnée en exemple, avec l'utilisation de fibres de chalcogénure dans un résonateur non linéaire, puis la fabrication d'un laser en microfibres de verres dopés aux ions erbium est détaillée.

Le cinquième chapitre se concentre sur un autre aspect très important du mode guidé dans une microfibre : sa grande proportion de champ évanescent. Ce champ évanescent

étant situé dans l'air, il peut interagir facilement avec le milieu ambiant en influençant la propagation du mode ou en transférant de l'énergie vers le milieu extérieur. Il permet aussi d'obtenir des informations sur le mode se propageant à l'intérieur de la microfibre. Nous avons exploité ce dernier point en réalisant des images de microfibres par microscopie en champ proche, et les résultats obtenus sont détaillés dans la deuxième partie de ce chapitre. Enfin, une application de ce champ évanescent est décrite consistant à exciter des nanoparticules à la surface des microfibres, et à récupérer leur émission dans la microfibre.

Enfin, nous concluons ce mémoire en rappelant les résultats principaux obtenus pendant ces trois années, et ouvrons quelques perspectives.

Bibliographie

- [1] J.-D. Colladon, « Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique », *Comptes Rendus*, **15**, 800 (1842).
- [2] K. Kao et G. Hockham, « Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies », *Proc. IEEE*, **113**, 1151 (1966).
- [3] N. J. Doran et D. Wood, « Nonlinear-optical loop mirror », *Opt. Lett.*, **13** 1, 56 (1988).
- [4] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen et J. P. Gordon, « Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers », *Phys. Rev. Lett.*, **45** 13, 1095 (1980).
- [5] P. Grelu, F. Belhache, F. Gутty et J.-M. Soto-Crespo, « Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser », *Opt. Lett.*, **27** 11, 966 (2002).
- [6] C. V. Boys, « On the production, properties, and some suggested uses of the finest threads », *Philosophical Magazine*, **23**, 489–499 (1887).
- [7] B. S. Kawasaki, K. O. Hill et R. G. Lamont, « Biconical-taper single-mode fiber coupler », *Opt. Lett.*, **6** 7, 327 (1981).
- [8] M. Yataki, D. Payne et M. Varnham, « All-fibre wavelength filters using concatenated fused-taper couplers », *Electronics Letters*, **21** 6, 248 (1985).
- [9] A. C. Boucouvalas et G. Georgiou, « Biconical taper coaxial optical couplers », *Electronic Letters*, **21** 19, 864 (1985).
- [10] D. T. Cassidy, D. C. Johnson et K. O. Hill, « Wavelength-dependent transmission of monomode optical fiber tapers », *Appl. Opt.*, **24** 7, 945 (1985).
- [11] R. G. Lamont, K. O. Hill et D. C. Johnson, « Tuned-port twin biconical-taper fiber splitters : fabrication from dissimilar low-mode-number fibers », *Opt. Lett.*, **10** 1, 46 (1985).
- [12] S. Lacroix, F. Gonthier et J. Bures, « All-fiber wavelength filter from successive biconical tapers », *Opt. Lett.*, **11** 10, 671 (1986).
- [13] F. Gonthier, S. Lacroix, X. Daxhelet, R. J. Black et J. Bures, « Broadband all-fiber filters for wavelength division multiplexing application », *Applied Physics Letters*, **54** 14, 1290 (1989).
- [14] Z. Hale et F. Payne, « Fluorescent sensors based on tapered single-mode optical fibres », *Sensors and Actuators B : Chemical*, **17** 3, 233 (1994).
- [15] G. J. Pendock, H. S. MacKenzie et F. P. Payne, « Dye lasers using tapered optical fibers », *Appl. Opt.*, **32** 27, 5236 (1993).
- [16] P. Dumais, F. Gonthier, S. Lacroix, J. Bures, A. Villeneuve, P. G. J. Wigley et G. I. Stegeman, « Enhanced self-phase modulation in tapered fibers », *Opt. Lett.*, **18** 23, 1996 (1993).
- [17] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques et T. A. Birks, « Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper », *Opt. Lett.*, **22** 15, 1129 (1997).
- [18] F. Le Kien, V. I. Balykin et K. Hakuta, « Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber », *Phys. Rev. A*, **70** 6, 063403 (2004).

-
- [19] K. Srinivasan, O. Painter, A. Stintz et S. Krishna, « Single quantum dot spectroscopy using a fiber taper waveguide near-field optic », *Applied Physics Letters*, **91** 9, 091102 (2007).
- [20] L. Tong, R. R. Gattass, J. B. Ashcom, S. He, J. Lou, M. Shen, I. Maxwell et E. Mazur, « Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding », *Nature*, **426** 6968, 816 (2003).
- [21] R. R. Gattass, G. T. Svacha, L. Tong et E. Mazur, « Supercontinuum generation in submicrometer diameter silica fibers », *Opt. Express*, **14** 20, 9408 (2006).
- [22] G. Brambilla, F. Xu, P. Horak, Y. Jung, F. Koizumi, N. P. Sessions, E. Koukharenko, X. Feng, G. S. Murugan, J. S. Wilkinson et R. D. J., « Optical fiber nanowires and microwires : fabrication and applications », *Advances in Optics and Photonics*, **1**, 107–161 (2009).
- [23] M. Sumetsky, « How thin can a microfiber be and still guide light ? » *Opt. Lett.*, **31** 7, 870 (2006).
- [24] M. D. Pelusi, F. Luan, E. Magi, M. R. E. Lamont, D. J. Moss, B. J. Eggleton, J. S. Sanghera, L. B. Shaw et I. D. Aggarwal, « High bit rate all-optical signal processing in a fiber photonic wire », *Opt. Express*, **16** 15, 11506 (2008).
- [25] D. Brissinger, B. Cluzel, A. Coillet, C. Dumas, P. Grelu et F. de Fornel, « Near-field control of optical bistability in a nanocavity », *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, **80** 3, 033103 (2009).
- [26] G. Vienne, A. Coillet, P. Grelu, M. E. Amraoui, J.-C. Jules, F. Smektala et L. Tong, « Demonstration of a reef knot microfiber resonator », *Opt. Express*, **17** 8, 6224 (2009).
- [27] A. Coillet, G. Vienne et P. Grelu, « Potentialities of glass air-clad micro- and nanofibers for nonlinear optics », *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** 3, 394 (2010).
- [28] A. Coillet, B. Cluzel, G. Vienne, P. Grelu et F. de Fornel, « Near-field characterization of glass microfibers on a low-index substrate », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, **101**, 291 (2010).

Chapitre 1

Microfibres optiques

L'INTÉRÊT majeur des microfibres réside dans leurs propriétés optiques particulières, différentes de celles des guides optiques macroscopiques. Ces propriétés qui seront discutées dans la suite sont une conséquence des faibles dimensions transverses des microfibres, comparables à la longueur d'onde. Leurs caractéristiques sont explorées dans ce chapitre en terme de guidage, de champ évanescent, de non linéarité et de dispersion.

1.1 Propriétés optiques des microfibres

Nous nous intéressons dans la suite au cas le plus simple d'une microfibre d'un matériau diélectrique homogène d'indice n entouré d'air d'indice $n_0 = 1$. Le guidage de la lumière est effectué par l'interface entre l'air et le cylindre de diélectrique ; son diamètre est noté d (voir figure 1.1). Par simplicité, les applications numériques seront données pour un verre de silice (indice $n = 1.444$) à la longueur d'onde télécom $\lambda = 1550$ nm mais les calculs restent identiques pour des microfibres d'indices différents ou pour un milieu environnant autre que l'air. Quelques comparaisons avec un verre de chalcogénure d'indice élevé $n = 2.44$ sont également données.



Figure 1.1 – Microfibre d'indice n et de diamètre d dans l'air.

1.1.1 Guidage optique

Les propriétés de guidage optique des microfibres peuvent être calculées de la même manière que pour les fibres classiques à saut d'indice [29] : l'air joue le rôle de gaine, et la microfibre correspond au cœur. Cependant, et contrairement au cas des fibres classiques, l'approximation de guidage faible n'est plus valable du fait de la grande différence d'indice entre l'air et le diélectrique ; la détermination des indices effectifs et des profils de modes passe donc par une résolution exacte des équations de Maxwell. Comme ce calcul est abordé dans de nombreux ouvrages de référence [30, 31], seules les grandes lignes seront rappelées dans la suite.

Équation d'Helmholtz

Le diélectrique (dans sa zone de transmission) et le milieu environnant sont considérés comme des matériaux sans sources ($\mathbf{j} = \mathbf{0}$ et $\rho = 0$), non magnétiques ($\mu_r = 1$), non dissipatifs ($\varepsilon \in \mathbb{R}$) et linéaires. Les équations de Maxwell dans ces milieux s'écrivent donc :

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0 \qquad \operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \qquad (1.1a)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \qquad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \qquad (1.1b)$$

Les propriétés des matériaux interviennent dans ces équations par la susceptibilité électrique $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$ pour le diélectrique, $\varepsilon_0 n_0^2$ pour le milieu environnant. Cette notation fait également apparaître la vitesse de la lumière : $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$.

En écrivant le rotationnel du rotationnel du champ électrique, on obtient :

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = -\Delta \mathbf{E} \qquad (1.2a)$$

$$= -\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \qquad (1.2b)$$

L'équation $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ utilisée ici n'étant valable que dans un milieu homogène, la relation 1.2b n'est valide que dans l'air et dans le diélectrique, et pas à l'interface. Il faudra donc établir des équations de passage entre les deux milieux. L'équation 1.2b étant linéaire, il est intéressant de l'étudier dans le domaine de Fourier, pour lequel une dérivée temporelle équivaut à une multiplication par $i\omega$:

$$(\Delta + n^2 k_0^2) \mathbf{E} = \mathbf{0} \qquad (1.3)$$

avec $k_0 = \omega/c$. Cette équation est appelée *équation de Helmholtz*, dont les solutions sont connues pour des cas simples, tel celui qui nous concerne. Bien sûr, la même équation existe pour le champ magnétique \mathbf{B} .

Équation aux valeurs propres

Le problème étant à symétrie cylindrique, nous utiliserons le système de coordonnées (r, ϕ, z) . L'équation de Helmholtz s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \mathbf{E} = \mathbf{0} \qquad (1.4)$$

On obtient donc six équations identiques — une par composante de \mathbf{E} et \mathbf{B} — dont seules deux sont indépendantes, les autres composantes étant déterminées par les équations de Maxwell. Il est d'usage de résoudre pour E_z et B_z , et comme les équations sont identiques, seul le calcul pour E_z sera présenté. En séparant les variables, les équations différentielles pour ϕ et z se résolvent simplement, et la forme générale suivante est obtenue :

$$E_z(\mathbf{r}, \omega) = A(\omega) f(r) e^{\pm im\phi} e^{i\beta z} \qquad (1.5)$$

où A est une constante de normalisation, β la constante de propagation dont on verra par la suite qu'elle ne peut prendre que quelques valeurs bien définies, et m un entier. La distribution radiale $f(r)$ vérifie :

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{df}{dr} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) f = 0 \quad (1.6)$$

1.6 est l'équation de Bessel dont les solutions sont les fonctions de Bessel si $nk_0 > \beta$, et les fonctions de Bessel modifiées si $nk_0 < \beta$:

$$f(r) = \begin{cases} \alpha_1 J_m(\kappa r) + \alpha_2 Y_m(\kappa r) & nk_0 > \beta \\ \alpha_3 I_m(\kappa r) + \alpha_4 K_m(\kappa r) & nk_0 < \beta \end{cases} \quad (1.7)$$

les α_i étant des constantes et $\kappa = |n^2 k_0^2 - \beta^2|^{1/2}$. Physiquement, la constante de propagation doit être comprise entre $k_0 n_0$, la constante de propagation de la lumière dans la gaine, et $k_0 n$, celle dans le cœur. Comme la microfibre est décrite par le champ scalaire $n(\mathbf{r})$ suivant :

$$n(\mathbf{r}) = \begin{cases} n & 0 \leq |\mathbf{r}| \leq \frac{d}{2} \\ n_0 & |\mathbf{r}| > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (1.8)$$

on aura $\kappa = (n^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} = \kappa_1$ dans la fibre et $\kappa = (\beta^2 - n_0^2 k_0^2)^{1/2} = \kappa_2$ à l'extérieur.

La fonction de Bessel de deuxième espèce Y_m tend vers $-\infty$ quand r tend vers 0 et n'est donc pas une solution physiquement acceptable pour le champ dans la microfibre. Pour $r < d/2$, $f(r)$ s'écrit ainsi :

$$f(r) = J_m(\kappa_1 r) \quad r < \frac{d}{2} \quad (1.9)$$

De la même manière, la fonction de Bessel modifiée de première espèce I_m tend vers l'infini pour r grand et ne peut donc pas être prise pour solution en dehors de la fibre. Au final, la fonction $f(r)$ vaut :

$$f(r) = \begin{cases} J_m(\kappa_1 r) & r < \frac{d}{2} \\ K_m(\kappa_2 r) & r > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (1.10)$$

La même résolution peut être faite pour B_z , et on peut en déduire les autres composantes.

Par ailleurs, les équations de Maxwell impose la continuité du champ transverse à l'interface cœur-gaine ; les composantes E_z , B_z , E_ϕ et B_ϕ doivent donc être uniquement définies pour $r = d/2$. Ces conditions conduisent à une équation aux valeurs propres pour β :

$$\left[\frac{J'_m(\kappa_1 \frac{d}{2})}{\kappa_1 J_m(\kappa_1 \frac{d}{2})} + \frac{K'_m(\kappa_2 \frac{d}{2})}{\kappa_2 K_m(\kappa_2 \frac{d}{2})} \right] \left[\frac{J'_m(\kappa_1 \frac{d}{2})}{\kappa_1 J_m(\kappa_1 \frac{d}{2})} + \frac{n_0^2}{n^2} \frac{K'_m(\kappa_2 \frac{d}{2})}{\kappa_2 K_m(\kappa_2 \frac{d}{2})} \right] = \left(\frac{m\beta k_0 (n^2 - n_0^2)}{\frac{d}{2} n \kappa_1^2 \kappa_2^2} \right)^2 \quad (1.11)$$

De manière générale, l'équation 1.11 possède plusieurs solutions pour chaque valeur de m , chacune de ces solutions correspondant à un mode se propageant dans le guide. Dans le cas général, il existe 2 types de modes perpendiculaires entre eux, les modes HE_{mn} et EH_{mn} appelés hybrides électriques car toutes les composantes du champ sont non nulles. Dans le cas $m = 0$, la composante selon la direction de propagation du champ électrique ou bien du champ magnétique est nulle, et les deux types de modes possibles sont alors appelés transverse électrique (TE_{0n}) et transverse magnétique (TM_{0n}).

Indice effectif

L'équation aux valeurs propres 1.11 se résout numériquement pour déterminer les constantes de propagation et l'indice effectif $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ des différents modes. Dans le cas des microfibres, le paramètre pertinent pour une étude des propriétés de guidage est le diamètre de celles-ci. L'existence des modes pour différents diamètres et la variation de leurs indices effectifs sont données en figure 1.2.

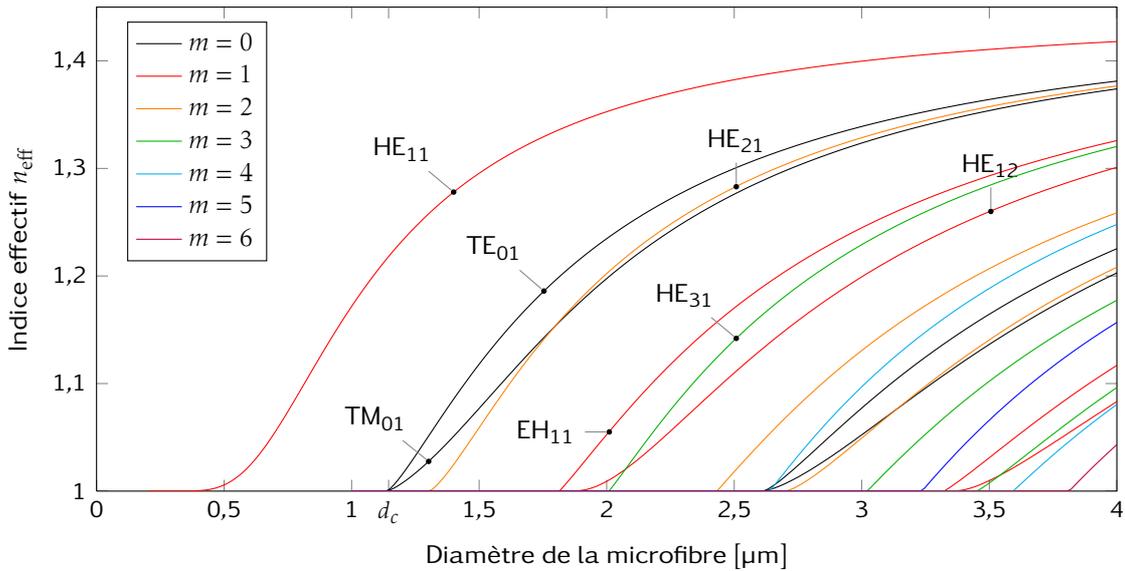


Figure 1.2 – Indices effectifs des modes propagatifs dans une microfibre de silice ($n=1,44$ à $1,55 \mu\text{m}$) de diamètre variable. Les noms des premiers modes sont donnés, ainsi que le diamètre critique $d_c = 1,145 \mu\text{m}$.

Pour des diamètres très faibles, seul le mode HE_{11} est présent, et son indice effectif reste très faible jusqu'à un diamètre de 500 nm. Dans cette zone, le guidage est faible et la moindre irrégularité ou courbure du guide entraînera des pertes importantes. La microfibre reste monomode jusqu'à un diamètre pour lequel la *fréquence normalisée* $V = k_0 d / 2(n^2 - n_0^2)^{1/2}$ est égale à la valeur critique $V_C = 2,405$. Cette valeur correspond à l'apparition d'une première solution pour l'équation 1.11 avec $m = 0$. Pour une microfibre de silice à la longueur d'onde télécom, le *diamètre critique* vaut $d_c = 1,145 \mu\text{m}$. Au delà de ce diamètre, la microfibre devient multimode et le nombre de modes croît très rapidement avec le diamètre. Ainsi, une microfibre de silice de $4 \mu\text{m}$ de diamètre possède 19 modes ! Une microfibre faite d'un matériau d'indice plus élevé aura donc un diamètre critique plus faible ; par exemple, pour une microfibre de chalcogénure, d_c vaut 533 nm.

La présence de ces nombreux modes, et le contrôle exercé sur ceux-ci en modifiant le diamètre des microfibres permet d'envisager des applications intéressantes. Des interférences entre ces modes peuvent être obtenues [32–34], et des filtres de modes ont été réalisés [35–37].

Cependant, afin de simplifier nos études sur les effets optiques dans les microfibres, on cherchera le plus souvent à se placer dans le régime monomode en travaillant avec des fibres de diamètres inférieurs à d_c . Nous veillerons cependant à ne pas avoir de diamètre

trop faible pour garder un niveau de perte de propagation négligeable. Dans la suite de cette section, on ne s'intéressera donc plus qu'au mode fondamental HE_{11} .

1.1.2 Champ évanescent

L'étape suivante dans l'étude de la propagation de la lumière dans les microfibres consiste à déterminer le profil du mode fondamental. Le champ électromagnétique est de la forme :

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = (f(r)\mathbf{e}_r + g(r)\mathbf{e}_\phi + h(r)\mathbf{e}_z)e^{i(\phi + \beta z)} \quad (1.12a)$$

$$\mathbf{B}(r, \phi, z) = (f_B(r)\mathbf{e}_r + g_B(r)\mathbf{e}_\phi + h_B(r)\mathbf{e}_z)e^{i(\phi + \beta z)} \quad (1.12b)$$

f étant donnée par 1.10 et les autres sont calculées à partir des équations de Maxwell. Ce calcul est expliqué dans [30] et nous ne le détaillerons pas ici.

La grandeur énergétique d'intérêt pour décrire le mode de propagation HE_{11} est le vecteur de Poynting, dirigé selon l'axe de la fibre. Son expression est la suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{S} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^* = S_z \mathbf{e}_z = & \\ \left\{ \begin{array}{ll} \frac{\mathbf{e}_z}{J_1^2(\kappa_1 d/2)} \left[a_1 a_3 J_0^2(\kappa_1 r) + a_2 a_4 J_2^2(\kappa_1 r) + \frac{1-b_1 b_2}{2} J_0(\kappa_1 r) J_2(\kappa_1 r) \cos 2\phi \right] & 0 \leq r \leq d/2 \\ \frac{\kappa_1^2 \mathbf{e}_z}{\kappa_1^2 (\kappa_2 d/2) \kappa_2^2} \left[a_1 a_5 K_0^2(\kappa_2 r) + a_2 a_6 K_2^2(\kappa_2 r) + \frac{1-2\Delta-b_1 b_2}{2} K_0(\kappa_2 r) K_2(\kappa_2 r) \cos 2\phi \right] & r \geq d/2 \end{array} \right. & \end{aligned} \quad (1.13)$$

Les différentes constantes utilisées dans cette expression sont explicitées ci-dessous :

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{b_2 - 1}{2} & a_2 &= \frac{b_2 + 1}{2} \\ a_3 &= \frac{b_1 - 1}{2} & a_4 &= \frac{b_1 + 1}{2} \\ a_5 &= \frac{b_1 - 1 + 2\Delta}{2} & a_6 &= \frac{b_2 + 1 - 2\Delta}{2} \\ b_1 &= \left(\frac{\kappa_1 \kappa_2 d}{2V} \right)^2 (c_1 + (1 - 2\Delta)c_2) & b_2 &= \left(\frac{2V}{\kappa_1 \kappa_2 d} \right)^2 \frac{1}{c_1 + c_2} \\ c_1 &= \frac{J_0(\kappa_1 d/2) - J_2(\kappa_1 d/2)}{\kappa_1 d J_1(\kappa_1 d/2)} & c_2 &= \frac{-K_0(\kappa_2 d/2) - K_2(\kappa_2 d/2)}{\kappa_2 d K_1(\kappa_2 d/2)} \\ \Delta &= \frac{n^2 - n_0^2}{2n^2} & & \end{aligned} \quad (1.14)$$

Les profils de modes correspondant à l'expression 1.13 pour des microfibres de tailles variables sont représentés en figure 1.3. On remarque qu'une part importante du champ se propage sous la forme de champ évanescent, à l'extérieur de la fibre [38, 39]. Cette composante évanescente est d'autant plus grande que le diamètre de la microfibre est faible. Ainsi, pour des diamètres de microfibre faibles, la majorité du champ se propagera à l'extérieur de la microfibre. Afin de quantifier cette constatation, nous pouvons calculer la fraction de puissance optique se propageant à l'intérieur de la microfibre :

$$\eta = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_0^{d/2} r dr S_z(r, \phi)}{\int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_0^{\infty} r dr S_z(r, \phi)} \quad (1.15)$$

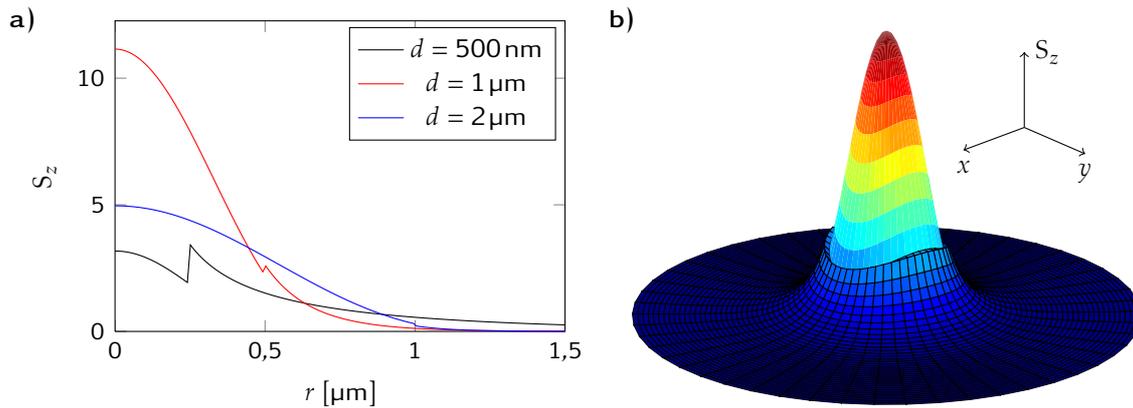


Figure 1.3 – a) Variation de l’amplitude du vecteur de Poynting dans la direction de propagation pour trois diamètres de microfibres. Les courbes ont été renormalisées par l’intégrale la puissance transportée, c’est à dire l’intégrale du vecteur de Poynting dans le plan transverse. b) Représentation tridimensionnelle de la composante S_z du vecteur de Poynting pour une microfibre de 900 nm de diamètre. Le champ évanescent (à l’extérieur de la microfibre) est représenté avec un maillage noir.

Comme précédemment, ce sont les variations de cette grandeur avec le diamètre qui nous intéressent ; elles sont représentées en figure 1.4, toujours pour des microfibres de silice ou de chalcogénure.

La proportion de puissance optique se propageant à l’intérieur de la fibre diminue très rapidement avec le diamètre, dès que celui-ci est inférieur à la valeur critique d_c . Pour le diamètre critique ou juste en dessous, environ 25% de la lumière est sous forme de champ évanescent. Le mode est donc toujours fortement guidé, mais le champ évanescent est déjà bien présent : ce diamètre de compromis sera le plus intéressant pour nos expériences. En dessous de 700 nm , moins de la moitié de la puissance est localisée à l’intérieur de la microfibre de silice, le champ évanescent est très étendu et le mode n’est plus bien guidé : une faible courbure ou une faible variation de diamètre suffit à faire fuir la lumière du guide.

Ce champ évanescent important et localisé dans l’air — donc accessible à l’expérimentateur — est bien entendu l’un des intérêts majeurs des microfibres. Il va permettre une interaction entre le mode guidé et le milieu environnant, afin de réaliser des capteurs par exemple [39–42]. On pourra également l’utiliser pour coupler la lumière d’une microfibre à une autre [43, 44], ou d’une microfibre à un autre mode à champ évanescent important, comme des modes de galerie sur microsphère [45] ou microtore, des guides planaires [46] (silicium, ...), des plasmons de surface [47], etc. Des objets optiquement actifs déposés à la surface des microfibres peuvent également être excités par ce biais : nanoparticules fluorescentes [48], nanotubes de carbone jouant le rôle d’absorbant saturable, etc. On peut aussi exploiter les forces optiques pour déplacer des particules en suspension dans un fluide, à proximité de la microfibre [49]. Enfin, nous utiliserons le champ évanescent pour réaliser des images en microscopie champ proche de microfibres afin de mieux caractériser la propagation de la lumière dans celles-ci [50, 51]. Durant ma thèse, nous avons cherché à exploiter certaines de ces possibilités ; elles seront présentées

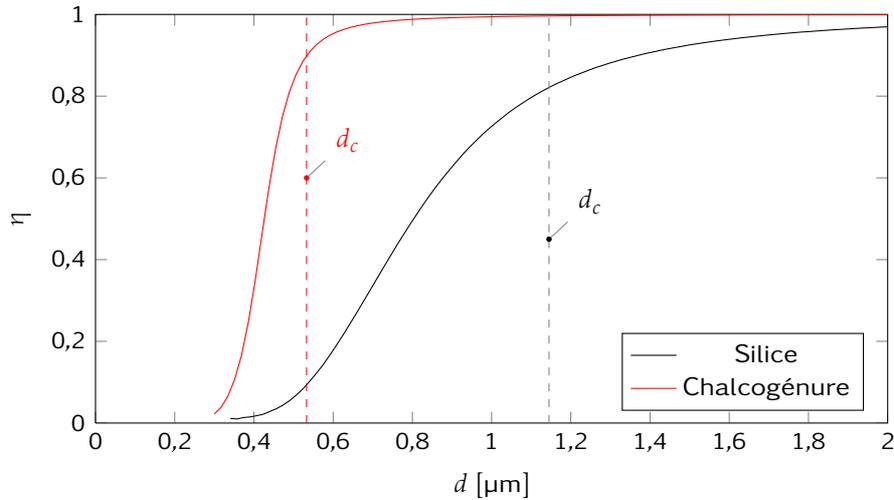


Figure 1.4 – Évolution de la fraction de puissance se propageant à l'intérieur de la microfibre en fonction du diamètre de celle-ci, pour une microfibre de silice et de chalcogénure.

plus en détails au chapitre 5.

1.1.3 Confinement et non linéarité

Aire effective

Sur la figure 1.3, on remarque qu'à puissance totale constante, le vecteur de Poynting est plus intense à l'intérieur de la microfibre de 1 μm de diamètre que pour les deux microfibres de diamètres plus petit et plus grand. Ce confinement du champ est quantifié grâce à l'*aire effective* définie comme suit :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint S_z(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} \right)^2}{\iint S_z^2(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}} \quad (1.16)$$

Pour un profil de mode gaussien, cette aire effective est reliée au rayon de mode w par la relation :

$$A_{\text{eff}} = \pi w^2 \quad (1.17)$$

Notre mode n'étant pas gaussien mais s'en rapprochant, la valeur de l'aire effective nous donnera l'information sur l'étendue spatiale du mode.

L'évolution de l'aire effective en fonction du diamètre est donnée en figure 1.5 et montre que le confinement du champ est maximal pour des diamètres légèrement inférieurs au diamètre critique. Pour ces tailles, l'étendue spatiale du mode est légèrement supérieure au μm^2 puisque l'aire effective minimale est de $1,17 \mu\text{m}^2$. Cette valeur est à comparer à l'aire effective du mode optique d'une fibre standard SMF (*Single Mode Fibre*), de l'ordre de $100 \mu\text{m}^2$. Ainsi, par rapport à une fibre standard, l'intensité lumineuse locale sera multipliée par un facteur 100 dans une microfibre de diamètre 1 μm. Les meilleures

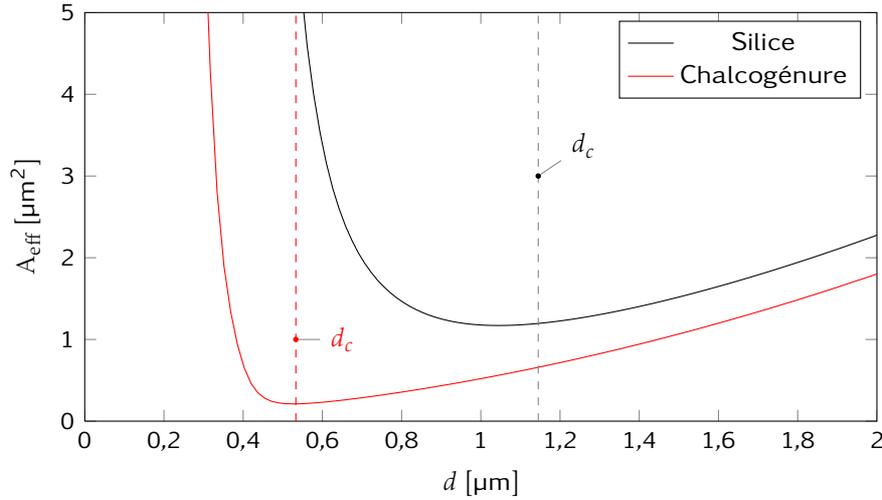


Figure 1.5 – Aire effective du mode fondamental HE_{11} dans une microfibre de silice et une microfibre de chalcogénure en fonction du diamètre.

fibres microstructurées, dont l'objectif est de réduire l'aire effective du mode fondamental, parviennent à des valeurs de l'ordre de $2 \mu\text{m}^2$ au prix d'une conception complexe et d'une fabrication difficile demandant un investissement conséquent. Cependant, les échelles de longueurs de propagation accessibles dans ces différents types de fibres sont différentes : alors qu'il sera difficile d'étirer des microfibres sur plus d'un mètre, la lumière peut se propager dans les fibres microstructurées sur une centaine de mètres, et sur plusieurs dizaines de kilomètres pour une fibre télécom à saut d'indice. Les propriétés des ces types de fibres sont donc différentes et complémentaires.

Pour des valeurs de diamètres plus grandes, l'aire effective augmente pour être de l'ordre de d^2 . En revanche, l'aire effective croît rapidement lorsqu'on réduit le diamètre en dessous de $1 \mu\text{m}$; le mode est alors très étendu dans le milieu environnant.

Non linéarité effective

Ce confinement important du champ dans les microfibres — et l'augmentation de l'intensité optique en résultant — a pour conséquence d'augmenter les effets de la non linéarité Kerr à puissance constante. Afin de tenir compte du fait que le champ évanescant est localisé à l'extérieur et n'intervient pas dans les effets non linéaires, on définit un *indice non linéaire effectif* ainsi :

$$n_2^{\text{eff}} = \frac{\iint n_2(\mathbf{r}) S_z^2(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}}{\iint S_z^2(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}} \quad (1.18)$$

où $n_2(\mathbf{r})$ est l'indice non linéaire au point \mathbf{r} , c'est à dire 0 dans l'air et l'indice non linéaire dans la microfibre. Pour la silice, $n_2 = 2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$, et pour les verres de chalcogénure, n_2 vaut environ $2,5 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$.

Pour comparer les effets non linéaires entre différents systèmes, il faut se placer à puissance injectée dans le guide fixée, et non pas à intensité locale fixée comme c'est le cas pour n_2^{eff} . On définit ainsi le *coefficient de non linéarité effective* γ_{eff} qui intervient dans

l'équation de propagation de la lumière dans la fibre :

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi n_2^{\text{eff}}}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (1.19)$$

l'aire effective ayant été définie en 1.16. Son unité est le $\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$, de telle sorte que $\gamma_{\text{eff}}\text{PL}$ est un terme de phase sans unité, P et L étant naturellement une puissance optique et une longueur, respectivement. L'étude de l'aire effective effectuée en 1.5 nous permet d'ores et déjà de dire que le coefficient de non linéarité effective sera maximal pour des diamètres proches du diamètre critique. Comme précédemment, on trace la valeur de ce coefficient en fonction du diamètre de la microfibre (figure 1.6).

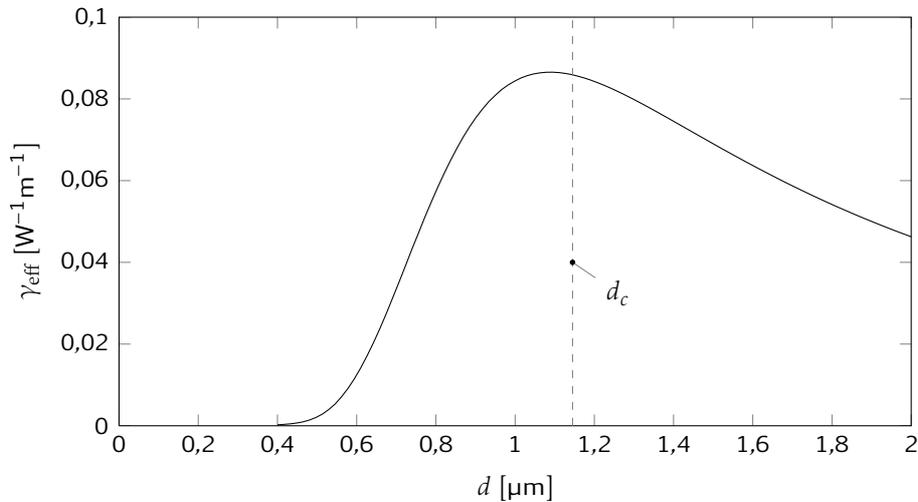


Figure 1.6 – Variation du coefficient non linéaire effectif en fonction du diamètre de la microfibre de silice. Le coefficient non linéaire de la microfibre de chalcogénure étant supérieur de plus de deux ordres de grandeur, il n'a pas été représenté ici. Voir figure 4.1 pour plus de détails.

Comme précédemment (figures 1.2, 1.4, 1.5), le comportement le plus intéressant est obtenu pour un diamètre de microfibre légèrement inférieur au diamètre critique d_c , avec un coefficient non linéaire effectif de $0,09\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$. Dans une fibre SMF, ce coefficient vaut environ $1\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, presque cent fois plus faible que dans une microfibre. On pourra ainsi obtenir les mêmes effets non linéaires avec une longueur de propagation cent fois moindre [52, 53]. C'est bien sûr l'une des propriétés des microfibres que nous essaierons d'exploiter dans la suite.

1.1.4 Dispersion

Une autre particularité des microfibres optiques intervient lorsqu'on travaille avec plusieurs longueurs d'ondes, ce qui est souvent le cas en optique non linéaire. Les propriétés de guidage des fibres sont en effet fortement dépendantes de la longueur d'onde, et on peut distinguer deux causes spécifiques à cela :

- D'une part, l'indice des matériaux diélectriques change avec la longueur d'onde. Ces variations sont liées aux propriétés électroniques des matériaux et sont complexes à

décrire. Cependant, loin des fréquences de résonances du matériau, la formule de Sellmeier en donne une bonne approximation :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (1.20)$$

Les fréquences de résonances ω_j et leurs coefficients B_j sont connues pour de nombreux matériaux. Ce terme est appelé *dispersion matérielle*.

- Par ailleurs, les équations permettant la détermination des constantes de propagation (équation 1.11) font intervenir explicitement la longueur d'onde ; c'est la *dispersion de guidage*, ou *dispersion géométrique*. C'est bien entendu dans ce terme que les particularités des microfibres interviennent.

La *dispersion chromatique* est la combinaison de ces deux causes ; la constante de propagation peut s'écrire sous la forme $\beta(\lambda, n(\lambda), \dots)$. L'usage est cependant d'exprimer β en fonction de la pulsation optique ω , et d'utiliser un développement de Taylor en une pulsation centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.21)$$

où les β_i sont les dérivées partielles à l'ordre i en pulsation.

Le paramètre β_1 est égal à l'inverse de la vitesse de groupe du mode, c'est à dire la vitesse de propagation de l'enveloppe d'une onde :

$$\beta_1 = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} \quad (1.22)$$

Ses variations pour trois microfibres de silice sont représentées en figure 1.7. Pour les grandes longueurs d'ondes et les faibles diamètres, le mode est très étendu et interagit très majoritairement avec l'air : sa vitesse de groupe est donc celle d'une onde se propageant dans le milieu environnant. Dans la limite inverse, pour une longueur d'onde courte et un diamètre important, le mode ne voit que le diélectrique, et la vitesse de groupe est celle du matériau. Dans le cas intermédiaire, la vitesse de groupe passe par un minimum inférieur à la vitesse d'une onde plane dans le milieu massif c/n , notamment pour une microfibre de $1 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1550 \text{ nm}$

Le paramètre β_2 représente la dispersion de vitesse de groupe : plus il sera grand et plus la variation de vitesse sera importante. En télécommunication optique, on préfère utiliser le paramètre D :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.23)$$

Il est exprimé en $\text{ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$, de manière à calculer simplement le décalage temporel entre deux paquets d'ondes de longueurs d'ondes différentes :

$$\Delta t = D \Delta \lambda L \quad (1.24)$$

où $\Delta \lambda$ est la différence de longueur d'onde (en nm) entre les deux signaux, et L la distance de propagation (en km). D est représenté en figure 1.8, toujours pour trois microfibres de diamètres 500 nm , $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$. On remarque que la dispersion varie rapidement

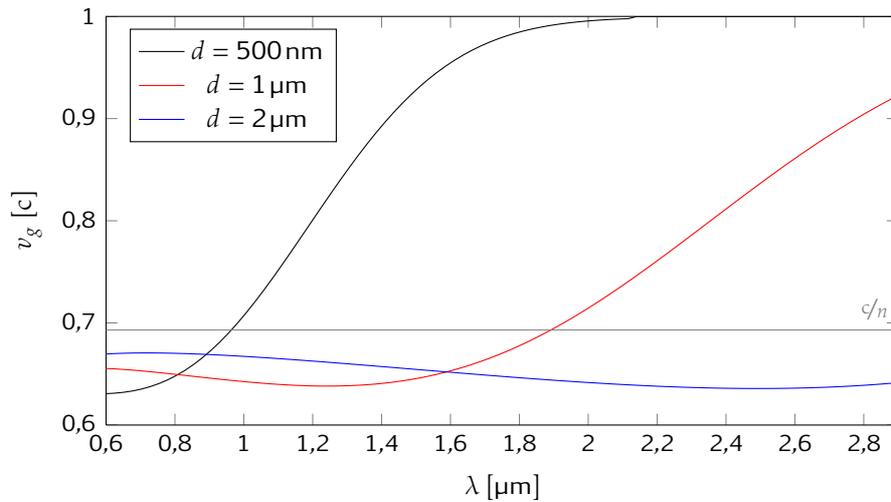


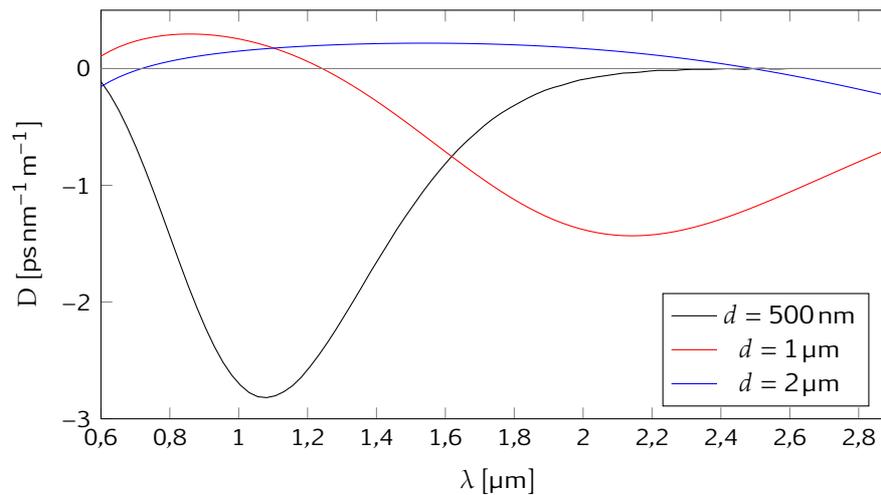
Figure 1.7 – Variation de la vitesse de groupe du mode fondamental d’une microfibre de silice pour 3 diamètres différents. Le trait gris correspond à $v_g = c/n$.

avec le diamètre, et notamment qu’un zéro de dispersion peut être obtenu dans le proche infrarouge pour des diamètres compris entre $1\ \mu\text{m}$ et $2\ \mu\text{m}$. En particulier, une microfibre de silice de $1,24\ \mu\text{m}$ verra sa dispersion s’annuler pour une longueur d’onde proche de 1550 nm .

L’annulation du paramètre de dispersion est très intéressante pour permettre un accord de phase entre différentes longueurs d’ondes proches du zéro de dispersion, et développer des effets d’amplification paramétrique [29]. Ces propriétés sont notamment utilisées pour la génération de supercontinuum [54, 55]. D’autre part, les valeurs de dispersion obtenues dans les microfibres peuvent être très grandes par rapport à celles dans des fibres où le guidage est faible. Par exemple, une microfibre de silice de 800 nm de diamètre aura une dispersion de $D = -1400\text{ ps nm}^{-1}\text{ km}^{-1}$ à $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$, une valeur 70 fois plus élevée (en valeur absolue) que celle de la silice massive. On constate également qu’en choisissant judicieusement le diamètre de la microfibre, on peut donner à la dispersion des valeurs positives, négatives ou proche du zéro sur une plage spectrale donnée. Le contrôle de la propagation de la lumière par la gestion de la dispersion du guide est très utilisé dans les télécommunications et l’optique non linéaire, et les microfibres présentent un intérêt manifeste dans ce domaine.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu voir que les microfibres présentent des propriétés optiques particulières très intéressantes. Ces propriétés de large champ évanescent, de guidage monomodale et de fort confinement optique ont toutes la même cause : un diamètre de microfibre réduit, inférieur à la longueur d’onde. On a en particulier montré que les caractéristiques des microfibres sont optimales autour du diamètre critique de propagation monomodale. Cette étude théorique rapide nous permet donc de définir un objectif expérimental pour la fabrication des microfibres.

Figure 1.8 – Dispersion chromatique D pour trois microfibrilles de silice.

Bibliographie

- [29] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 3 édition (2001).
- [30] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall, New York (1983).
- [31] L. Tong, J. Lou et E. Mazur, « Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides », *Opt. Express*, **12** 6, 1025 (2004).
- [32] A. C. Boucouvalas et G. Georgiou, « Biconical taper coaxial optical couplers », *Electronic Letters*, **21** 19, 864 (1985).
- [33] D. T. Cassidy, D. C. Johnson et K. O. Hill, « Wavelength-dependent transmission of monomode optical fiber tapers », *Appl. Opt.*, **24** 7, 945 (1985).
- [34] F. Orucevic, V. Lefèvre-Seguin et J. Hare, « Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers », *Opt. Express*, **15** 21, 13624 (2007).
- [35] M. Yataki, D. Payne et M. Varnham, « All-fibre wavelength filters using concatenated fused-taper couplers », *Electronics Letters*, **21** 6, 248 (1985).
- [36] S. Lacroix, F. Gonthier et J. Bures, « All-fiber wavelength filter from successive biconical tapers », *Opt. Lett.*, **11** 10, 671 (1986).
- [37] Y. Jung, G. Brambilla et D. J. Richardson, « Broadband single-mode operation of standard optical fibers by using a sub-wavelength optical wire filter », *Opt. Express*, **16** 19, 14661 (2008).
- [38] J. Bures et R. Ghosh, « Power density of the evanescent field in the vicinity of a tapered fiber », *J. Opt. Soc. Am. A*, **16** 8, 1992 (1999).
- [39] P. N. Moar, S. T. Huntington, J. Katsifolis, L. W. Cahill, A. Roberts et K. A. Nugent, « Fabrication, modeling, and direct evanescent field measurement of tapered optical fiber sensors », *Journal of Applied Physics*, **85**, 3395 (1999).
- [40] J. Lou, L. Tong et Z. Ye, « Modeling of silica nanowires for optical sensing », *Opt. Express*, **13** 6, 2135 (2005).

-
- [41] F. Xu, P. Horak et G. Brambilla, « Optical microfiber coil resonator refractometric sensor », *Opt. Express*, **15** 12, 7888 (2007).
- [42] G. Vienne, P. Grelu, X. Pan, Y. Li et L. Tong, « Theoretical study of microfiber resonator devices exploiting a phase shift », *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, **10**, 025303 (2008).
- [43] M. Sumetsky, « Optical fiber microcoil resonator », *Opt. Express*, **12** 10, 2303 (2004).
- [44] M. Sumetsky, Y. Dulashko et A. Hale, « Fabrication and study of bent and coiled free silica nanowires : Self-coupling microloop optical interferometer », *Opt. Express*, **12** 15, 3521 (2004).
- [45] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques et T. A. Birks, « Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper », *Opt. Lett.*, **22** 15, 1129 (1997).
- [46] P. Barclay, K. Srinivasan, M. Borselli et P. O., « Experimental demonstration of evanescent coupling from optical fiber tapers to photonic crystal waveguides », *Electronics Letters*, **39** 11, 842 (2003).
- [47] X. Guo, M. Qiu, J. Bao, B. J. Wiley, Q. Yang, X. Zhang, Y. Ma, H. Yu et L. Tong, « Direct coupling of plasmonic and photonic nanowires for hybrid nanophotonic components and circuits », *Nano Letters*, pages – (2009).
- [48] K. P. Nayak, P. N. Melentiev, M. Morinaga, F. L. Kien, V. I. Balykin et K. Hakuta, « Optical nanofiber as an efficient tool for manipulating and probing atomic fluorescence », *Opt. Express*, **15** 9, 5431 (2007).
- [49] Z. Liu, C. Guo, J. Yang et L. Yuan, « Tapered fiber optical tweezers for microscopic particle trapping : fabrication and application », *Opt. Express*, **14** 25, 12510 (2006).
- [50] Z. Ma, S.-S. Wang, Q. Yang et L. Tong, « Near-field characterization of optical micro/nanofibres », *Chinese Physics Letters*, **24** 10, 3006 (2007).
- [51] A. Coillet, B. Cluzel, G. Vienne, P. Grelu et F. de Fornel, « Near-field characterization of glass microfibers on a low-index substrate », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, **101**, 291 (2010).
- [52] M. A. Foster, A. C. Turner, M. Lipson et A. L. Gaeta, « Nonlinear optics in photonic nanowires », *Opt. Express*, **16** 2, 1300 (2008).
- [53] A. Coillet, G. Vienne et P. Grelu, « Potentialities of glass air-clad micro- and nanofibers for nonlinear optics », *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** 3, 394 (2010).
- [54] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. Russell et M. W. Mason, « Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides », *Opt. Express*, **12** 13, 2864 (2004).
- [55] R. R. Gattass, G. T. Svacha, L. Tong et E. Mazur, « Supercontinuum generation in submicrometer diameter silica fibers », *Opt. Express*, **14** 20, 9408 (2006).

Chapitre 2

Fabrication et manipulation des microfibres optiques

L'ASPECT expérimental joue un rôle prépondérant dans l'étude des microfibres optiques. Que ce soit lors de la production ou de la manipulation des microfibres, un soin particulier doit être apporté afin de ne pas compromettre la bonne transmission de la lumière. Nous verrons dans ce chapitre les différentes techniques d'étirage et de manipulation que j'ai pu utiliser et développer au cours de ma thèse, ainsi que les dispositifs optiques microfibrés que j'ai pu réaliser.

2.1 Techniques d'étirage

2.1.1 Principe

L'objectif est de parvenir à transformer un matériau de départ sous une forme donnée en un cylindre de diamètre de l'ordre du micron et d'une longueur suffisante pour être manipulé aisément, de quelques centaines de microns jusqu'au mètre. Plusieurs types de matériaux sont susceptibles d'intéresser les opticiens : verres, polymères, semi-conducteurs, ...

De nombreux procédés ont été envisagés et testés pour fabriquer des microfibres avec ces matériaux [56] : lithographie, croissance sur substrat silicium [57], moulage, attaque chimique [58], ... Les micro et nano-fils réalisés par ces méthodes ont cependant des fluctuations de diamètres importantes et de mauvais états de surfaces, aboutissant à des pertes optiques importantes.

Pour les verres, et de manière plus générale les matériaux présentant un état visqueux à haute température, il est possible de réduire les dimensions de l'échantillon de départ en le façonnant à basse viscosité. Le principe physique est identique pour toutes ces techniques d'étirage : le matériau est chauffé pour atteindre une viscosité suffisamment faible, puis étiré en un long fil très fin. En ajustant les différents paramètres — vitesse d'étirage, température, nombres d'étapes — le diamètre de la microfibre obtenue peut être réduit jusqu'à quelques dizaines de nanomètres seulement [59].

Ces méthodes d'étirage à chaud présentent plusieurs avantages :

- La formation du microfil étant effectuée dans un état quasi liquide, l'état de surface est celui d'un liquide maintenu par des forces de tension de surface. Les rugosités sont ainsi très faibles et les pertes optiques minimales [59, 60].
- L'investissement technologique est très faible, puisque ces procédés ne nécessitent qu'une source de chaleur et un dispositif d'étirage.

- Du fait de leur principe physique, ces méthodes peuvent être employées pour une grande variété de matériaux, seule la source de chaleur étant à modifier pour s'accommoder des différences de température de fusion.

Tous ces avantages nous ont conduit à employer cette technique d'étirage à chaud sur les différents verres que nous avons pu nous procurer : silice, verres de tellure ou de chalcogénure. Deux manières de procéder ont été utilisées suivant que le matériau de départ était disponible sous forme fibrée ou massive, que nous détaillerons dans la suite.

2.1.2 Étirage des fibres optiques

Le principe de l'étirage de fibres optiques à chaud est connu depuis le développement des dispositifs optiques fibrés, puisque c'est la méthode utilisée pour réaliser des coupleurs par exemple [61, 62]. Une flamme est généralement utilisée pour amener la fibre de verre à sa température de transition vitreuse, même si d'autres techniques, notamment à base de laser de puissance CO_2 ont été développées [63–65]. On peut également utiliser un four ou une résistance chauffante, lorsque les températures de transitions vitreuses sont suffisamment basses. La figure 2.1 illustre l'étirage par chauffage à la flamme et par laser de puissance.

Les techniques à base de laser imposent cependant de travailler avec un capillaire de saphir entourant la fibre pour obtenir des microfibres de faibles diamètres. En effet, la puissance absorbée par la fibre est proportionnelle à son volume éclairé, donc au carré de son rayon, alors que la puissance dissipée par celle-ci varie linéairement avec sa surface, proportionnelle au rayon. Il existe donc un certain diamètre pour lequel la puissance dissipée compense la puissance absorbée, et l'étirage n'est plus possible [63]. L'utilisation d'un micro-four de saphir permet de maintenir une température élevée aux environs de la microfibre en formation, quelque soit sa taille (voir figure 2.1 b)).

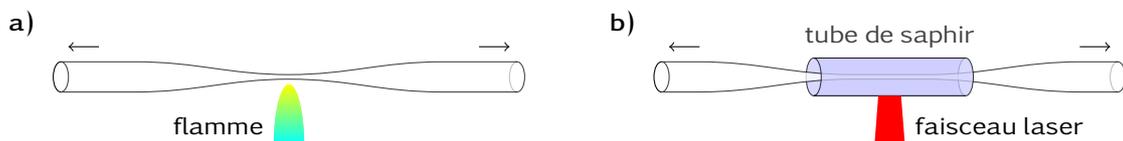


Figure 2.1 – Les deux techniques les plus courantes pour étirer à chaud des fibres optiques. En a), la source de chaleur est une flamme alors qu'en b) il s'agit d'un four de saphir chauffé par un laser CO_2 . Dans les deux cas, les deux extrémités de la fibre sont éloignées progressivement l'une de l'autre, conduisant à une elongation de la fibre et une diminution de son diamètre.

Ces techniques donnant des résultats similaires en terme de qualité optique, et le chauffage à la flamme étant moins onéreux et moins délicat à maîtriser, nous avons opté pour cette dernière méthode. En l'occurrence, nous avons bénéficié de l'expérience et du savoir-faire de l'équipe de Limin Tong de l'université du Zhejiang en Chine¹ grâce notamment à la collaboration avec Guillaume Vienne et au séjour que j'ai pu effectuer dans leur laboratoire². L'étirage y est effectué à la main, et la fibre de silice monomode

1. State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Department of Optical Engineering, université du Zhejiang, Hangzhou, Chine

2. Avec le soutien du programme EGIDE PRA-Chine du ministère des Affaires étrangères en 2008

(SMF 28) est chauffée à l'aide d'une simple lampe à alcool, la température de flamme de l'éthanol dans l'air étant très proche de la température de transition vitreuse de la silice. Malgré la simplicité de ce protocole, nous avons pu obtenir des microfibres de très bonne qualité optique avec des diamètres inférieurs à $1\ \mu\text{m}$ (voir section 2.3).

Dans la littérature, l'étirage est généralement effectué à l'aide d'un banc de translation motorisé pour contrôler du mieux possible les variations du diamètre [66] et la rectitude de la microfibre. Cependant, l'expérience a montré que l'étirage à la main permettait d'obtenir des qualités optiques comparables à celles obtenues sur banc, après un certain entraînement [59]. L'avantage de cet étirage manuel, hormis son faible coût et sa rapidité de mise en œuvre, est que les microfibres sont directement manipulables après fabrication.

Fibres de chalcogénure

Au sein de l'équipe Solitons, Laser et Communications Optiques (SLCO), le groupe de Frédéric Smektala travaille sur la conception de fibres optiques en verres de nouvelle génération, et notamment en verres de chalcogénures [67]. Nous avons donc essayé de réaliser des microfibres de chalcogénure à partir des fibres qu'ils produisent. Le verre de chalcogénure utilisé, du trisulfure de diarsenic (As_2S_3) fond aux environs de $300\ ^\circ\text{C}$ et ne peut donc pas être chauffé à la flamme. Constantin Ledier durant son stage de master 2, puis Xiaolin Zheng durant son doctorat, ont développé un système d'étirage basé sur le principe des tours de fibrage utilisées pour les fibres classiques. Une fibre d'une centaine de micromètres de diamètre est positionnée verticalement dans un four constitué d'une résistance chauffante enroulée autour d'un cylindre de silice. La fibre est alors étirée en tombant sous l'effet de son propre poids.

Après quelques essais, un four en silice spécialement conçu pour la fabrication des microfibres fut réalisé (figure 2.2). En plus d'augmenter la température en rétrécissant son diamètre au niveau de la zone de chauffe, il permet de faire circuler un gaz inerte pour éviter toute oxydation ou hydratation du verre lors de l'étirage.



Figure 2.2 – Four utilisé pour étirer les fibres de chalcogénure. La résistance chauffante et le rétrécissement du diamètre du cylindre dans cette zone permettent de maintenir une température suffisamment élevée pour rendre la fibre visqueuse et pouvoir l'étirer. Un embout est prévu pour faire circuler un flux de gaz inerte et chasser l'air de la zone chaude.

Malgré ce dispositif et nos efforts d'amélioration, il ne fut pas possible de produire des microfibres de moins de $4\ \mu\text{m}$ de diamètre. La microfibre se brisait sous l'effet de la pesanteur, et même en étirage horizontal, le résultat fut identique. Le verre de trisulfure de diarsenic est en effet très cassant, s'oxyde très facilement et est fortement hydrophile. Lorsqu'il est chauffé, ces réactions chimiques sont plus rapides et la qualité du verre est

dégradée. Nous pensons que c'est à cause de ces propriétés que nous ne sommes pas parvenus à réaliser des microfibres de diamètres de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$.

D'autre part, les verres de chalcogénure ont un indice très élevé, de l'ordre de 2,4, ce qui pose de nombreux problèmes au niveau du couplage de la lumière dans ces fibres. En particulier, nous ne sommes pas parvenu à coupler efficacement dans ces microfibres et à récupérer le signal transmis. Nous nous sommes donc concentrés sur d'autres verres également développés au laboratoire en étirant des microfibres à partir du matériau massif.

2.1.3 À partir de matériaux massifs

Les microfibres présentent également un aspect intéressant lorsque l'on souhaite tester de nouveaux matériaux et notamment de nouveaux verres. Il est en effet possible d'étirer des microfibres à partir du matériau massif et, contrairement aux fibres classiques macroscopiques, ces techniques ne nécessitent qu'un investissement modéré et peuvent être mises en place très rapidement.

Étirage à l'arc

La première mention de microfibres étirées à partir de verres massifs date d'un article de Charles Vernon Boys, en 1887 [68]. Il y décrit sa méthode de production, les propriétés de ses *threads*, ainsi que leurs applications potentielles. À l'époque, l'optique fibrée n'existe pas, et l'intérêt des microfibres réside dans leurs propriétés mécaniques et notamment leur faible moment de torsion, afin de réaliser des radiomètres très précis ou d'améliorer la mesure de la constante de gravitation dans l'expérience de Cavendish [69].

Boys décrit très bien le principe de l'étirage à chaud, la nécessité d'étirer très rapidement le verre une fois qu'il est chaud et de travailler avec de faibles quantités de matériau :

it would be necessary to obtain a higher speed, to have the glass hotter, and to have as small a quantity as possible hot.

Sa méthode de fabrication, reprise plus en détails par le recueil *On laboratory arts* [70], consiste à chauffer un petit cylindre de verre à la flamme, à en fixer une extrémité, et attacher l'autre sur une flèche :

A fragment of drawn-out glass was attached to the tail of the arrow by sealing-wax and heated to the highest possible temperature in the middle, the end being held in the fingers.

La flèche est ensuite catapultée par un arc ou une arbalète, étirant le cylindre de verre sur environ 30 m ! Le poids de la flèche, l'essence de bois utilisée pour l'arc, la manière de fixer le verre, les différentes sortes de verres utilisés (émeraude, almandin, ...), etc. tous ces paramètres sont ensuite étudiés qualitativement, et comparés afin d'obtenir les fibres les plus fines. Elles ont en effet un diamètre extrêmement faible :

I have obtained threads of quartz which are so fine that I believe them to be beyond the power of resolution of any possible microscope. [...] marks corresponding according to the eyepiece to $\frac{1}{100000}$ inch, yet these threads are hopelessly beyond the power of the microscope to define at all.

Un *inch* équivalent à 25 mm, les microfibres fabriquées auraient un diamètre inférieur à 250 nm si les estimations de Boys sont correctes. Ces dimensions, non mesurables avec les techniques de l'époque, sont celles que l'on obtient encore aujourd'hui en laboratoire.

Cette méthode est très intéressante pour les principes physiques mis en œuvre, pour la discussion sur les paramètres et également pour ses résultats. En effet, bien que les qualités optiques de ces microfibres ne sont pas connues, les diamètres obtenus sont impressionnants. Cependant, cette méthode n'est que difficilement transposable en laboratoire, notamment à cause des difficultés pour attraper et manipuler les microfibres dans un deuxième temps.

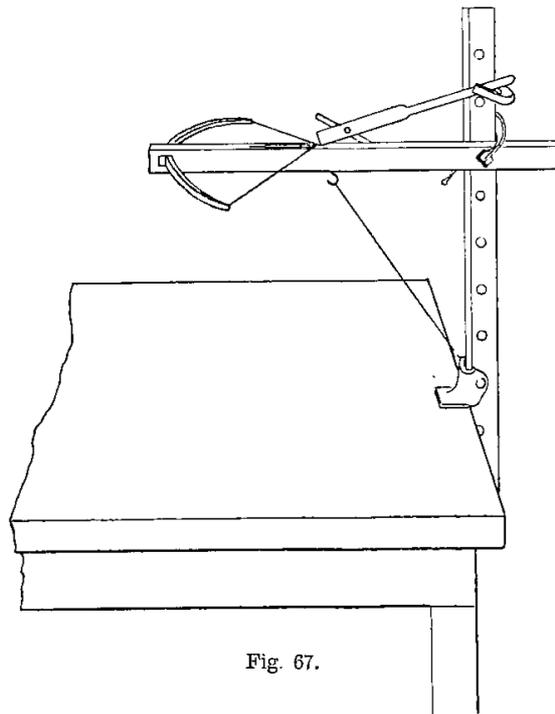


Figure 2.3 – Illustration de l'étirage à l'arbalète issue de *On laboratory arts* (1898) [70].

Tige de saphir

Lors de mon séjour en Chine, j'ai eu l'occasion de tester la méthode développée par l'équipe de Limin Tong pour étirer des microfibres à partir de matériaux massifs [71]. Les verres utilisés étaient des verres de tellure, de fluorure ou de phosphate présentant des températures de transition vitreuse plus faible que la silice.

Dans cette méthode, une tige de saphir est chauffée par une flamme ou un laser de puissance, puis mise en contact avec le verre à étudier. Le saphir a été choisi pour sa température de fusion, au delà des 2000 °C ; il ne sera pas déformé par la flamme. En contrôlant la puissance de la source de chaleur ou la distance entre celle-ci et le point de contact, on ajuste la température de l'extrémité pour qu'elle suffise à faire fondre une petite partie du verre. La pointe est alors retirée du matériau, et une deuxième tige de saphir est employée pour étirer la petite goutte de verre. Pour obtenir des diamètres plus

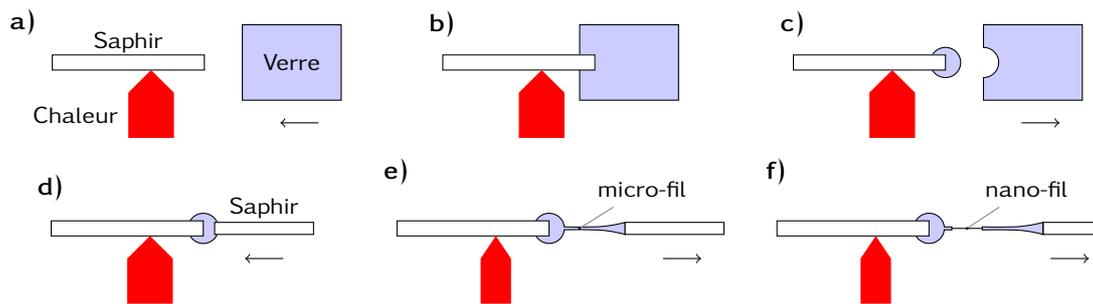


Figure 2.4 – Schéma d’explication de l’étirage de matériaux massifs avec des pointes de saphir, d’après [71]. Une fibre de saphir est chauffée et approchée d’un bloc de verre à étirer (a). En fondant localement le verre, la fibre s’y enfonce (b) et on retire une goutte de verre fondu à l’extrémité de la fibre de saphir (c). Une deuxième pointe de saphir est alors amenée au contact de la goutte de verre (d) puis écartée rapidement pour former une microfibre (e). Ce micro-fil peut être étiré une deuxième fois pour réduire encore son diamètre (f).

faibles, la dernière opération peut être divisée en deux, en étirant d’abord une microfibre grossière, puis en étirant à nouveau cette microfibre. Les étapes sont expliquées en figure 2.4, d’après [71].

Les avantages de cette méthode sont nombreux, et de nombreux articles ont été publiés par la suite avec des microfibres fabriquées ainsi [72,73]. La mise en place est rapide, les microfibres sont de bonne qualité optique et directement manipulables après étirage.

La seule difficulté réside dans l’ajustement de la température qui se fait en allongeant ou en diminuant la distance entre la flamme et le verre. Cette étape requiert beaucoup d’entraînement, et également des verres très stables, avec une température de cristallisation beaucoup plus élevée que la température de fusion. Lors de nos essais à Dijon, le contrôle de température n’était pas optimal et nous nous retrouvions très souvent avec des microfibres présentant des défauts de recristallisation (voir figure 2.17 b)) qui empêche la propagation de la lumière. D’autre part, les verres que nous avons utilisés pour ces essais étaient des verres de tellures développés dans l’équipe, avec des objectifs autres que celui de la stabilité chimique. Nous n’avons donc pas réussi à obtenir des microfibres de bonne qualité optique par cette technique.

Notre méthode

Nous avons donc cherché une manière d’obtenir des microfibres de meilleure qualité en utilisant un dispositif permettant un contrôle fin de la température. Avec Jean-Charles Jules, Grégory Gadret et Frédéric Desevedavy³, nous avons réalisé un plot chauffant sur lequel est déposé un bris du verre à étirer (figure 2.5). Le cylindre métallique étant chauffé par une résistance électrique, il est aisé de jouer finement sur la température de l’échantillon en augmentant ou diminuant l’intensité électrique dans la résistance. Une tige de silice est ensuite plongée dans la goutte de verre et retirée en créant une microfibre. De la même manière que pour la technique précédente, des microfibres plus fines

3. Équipe Solitons, Lasers et Communications Optiques, ICB, université de Bourgogne, Dijon

et de meilleure qualité optique sont obtenues en procédant en deux étapes, c'est à dire en étirant la microfibre obtenue.

Bien que quelques problèmes de recristallisation ou de qualité optique subsistent avec cette méthode, ils sont nettement moins courants que pour la méthode décrite précédemment, et c'est elle qui nous a permis de réaliser des expériences en optique avec des verres de tellure.

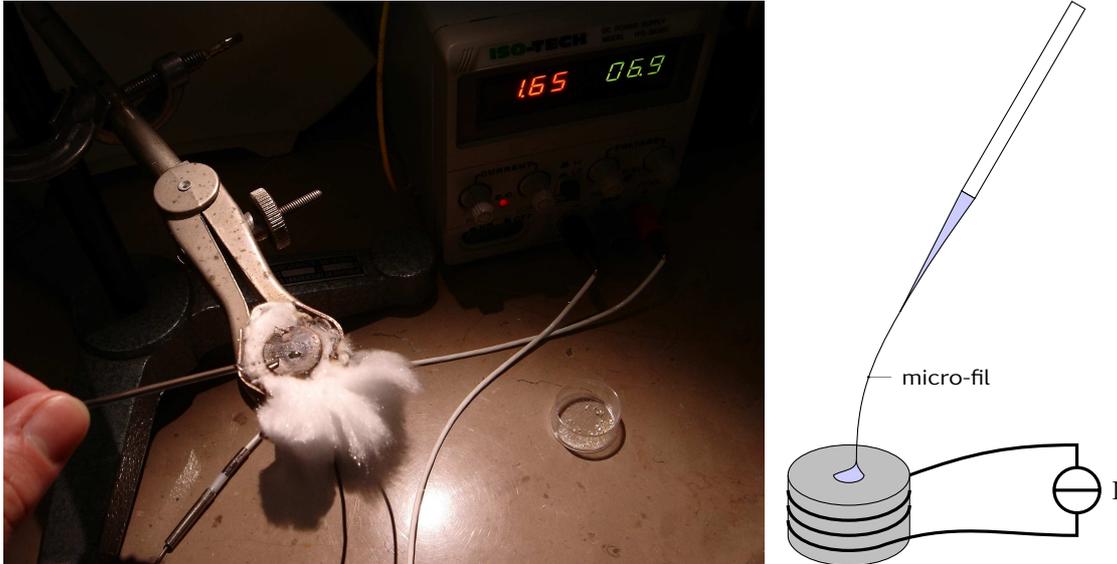


Figure 2.5 – Montage expérimental utilisé pour étirer des microfibrilles à partir de briures de verre. Le verre est placé sur le plot chauffant, et étiré à l'aide d'une fibre de silice.

2.1.4 Qu'est-ce qu'un bon matériau ?

Au fur et à mesure de nos essais, nous avons été amenés à discuter des caractéristiques que devait avoir un verre pour qu'il forme des microfibrilles de bonne qualité. Nos essais ont porté sur trois types de verres, la silice, des verres de tellures, et un verre de chalcogénure, As_2S_3 .

La première constatation qui s'impose est que l'étirage de microfibrilles de silice est nettement plus facile et donne des fibres de meilleure qualité optique que pour les verres de tellure ou de chalcogénure. Certes les étirages à partir d'un matériau massif sont plus expérimentaux et délicats à maîtriser, mais cela ne suffit pas à expliquer tous les problèmes rencontrés, et certaines caractéristiques de ces verres y contribuent.

En premier lieu, les verres de tellure et de chalcogénure sont des verres dits *fragile*, dont la viscosité diminue très rapidement lorsque la température augmente au dessus de la température de transition vitreuse [74, 75]. La silice, au contraire, est un verre dit *strong*, dont la viscosité suit la loi d'Arrhénius :

$$\eta(T) = \eta_0 e^{E/RT} \quad (2.1)$$

avec E l'énergie d'activation et R la constante universelle des gaz parfaits. Les courbes du logarithme de la viscosité en fonction de l'inverse de la température sont données en

figure 2.6 a pour ces deux cas. Sur ce schéma, il est évident que la variation de viscosité est nettement plus rapide pour les verres de tellure ou de chalcogénure que pour la silice. Cette caractéristique physique a pour conséquence pratique qu'il est plus difficile de trouver et de maintenir précisément la température permettant un étirage homogène.

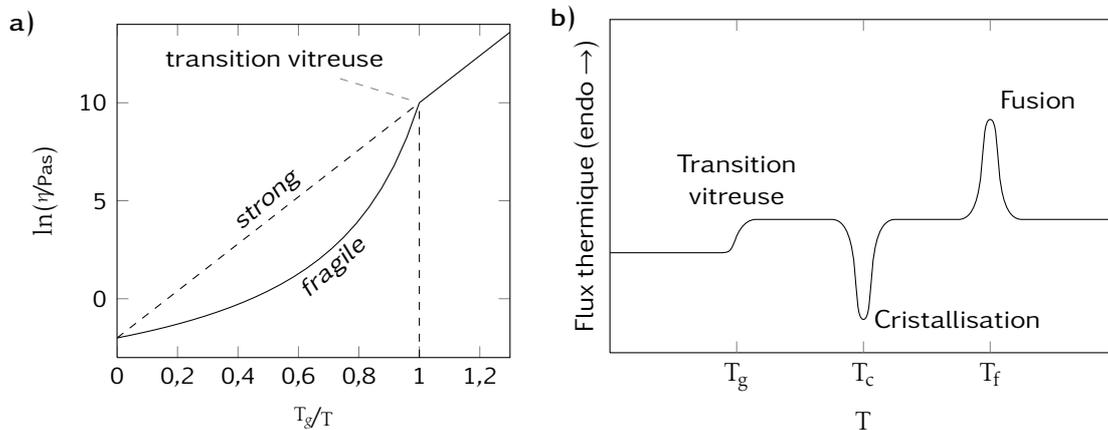


Figure 2.6 – a) Variation du logarithme de la viscosité avec l'inverse de la température dans le cas des verres *strong* et *fragile*. b) Résultat typique d'une caractérisation par échange thermique d'un verre dévoilant différentes grandeurs d'intérêt, telles que la température de transition vitreuse, celle de cristallisation et enfin celle de fusion.

Pour le cas des microfibres de tellure, nous avons été confrontés à des problèmes de recristallisation. La recristallisation se produit à plus haute température que la transition vitreuse, et si ces deux températures sont proches, on risque de créer des défauts de recristallisation lors de l'étirage. Les températures de transition vitreuse, de cristallisation et de fusion des verres sont déterminées par analyse thermique différentielle, en mesurant les échanges de chaleur avec une référence en fonction de la température. Cette courbe fait apparaître des changements de niveau et des pics localisés, correspondant soit à des changements de capacité calorifique, comme dans le cas de la transition vitreuse, soit à des enthalpies de changement d'état de cristallisation (exothermique) ou de fusion (endothermique). La courbe présentée en figure 2.6 b donne les variations typiques attendues pour un verre. Pour les verres de tellure fabriqués au laboratoire par Inna Savelli⁴, la température de transition vitreuse est de l'ordre de 280°C [76] et un début de cristallisation intervient dès 380°C et se déroule très rapidement. Comme il est nécessaire de travailler à une température supérieure à la température de transition vitreuse, et à cause d'inhomogénéités de chauffage, la cristallisation est localement possible et les fibres résultantes sont ponctuées de défauts. L'un des travaux d'Inna consiste en particulier à améliorer la stabilité de ces verres en changeant légèrement la composition, de manière à déplacer la cristallisation vers des températures plus hautes.

Pour les verres des chalcogénure, la problématique est différente puisque les courbes d'échanges thermiques ne montrent pas de pic de cristallisation [77]. En revanche, le

4. doctorante dans le groupe de Frédéric Smektala

verre de composition chimique As_2S_3 fabriqué par Mohammed El Amraoui⁵ est très susceptible de réagir avec l'oxygène de l'air ou l'eau, surtout à haute température. Ainsi, hormis le problème de taille évoqué précédemment, les microfibres étirées présentaient souvent de mauvais état de surface, et les expériences optiques n'ont pas été concluantes pour ces fibres.

2.2 Interférences modales

Lors de nos étirages de microfibre à partir de fibre de silice monomode SMF 28, nous observons des modifications dans l'allure des spectres de transmission, et notamment l'apparition de franges d'interférences. Ces franges voient leur intervalle spectral libre diminuer au fur et à mesure de l'étirage, puis disparaissent pour un étirage suffisant.

Cet effet est connu et résulte d'interférences entre différents modes dans les sections coniques de la microfibre [78–80]. Cependant, aucune étude spectrale n'ayant été effectuée, et les informations que l'on peut en retirer la justifiant, nous avons réalisé une expérience pour mesurer l'évolution de ces interférences au cours de l'étirage.

2.2.1 Protocole expérimental

Pour étudier l'évolution de la transmission des microfibres, il faut disposer d'un dispositif d'étirage plus stable et plus reproductible que le notre, afin d'enregistrer les spectres de transmission pour des longueurs d'étirage données. Pour cela, j'ai eu l'opportunité de travailler sur un banc d'étirage motorisé au CEA de Grenoble, en collaboration avec Benoit Cluzel⁶ et Jean-Baptiste Jager⁷. Le laboratoire SINAPS utilise les microfibres pour coupler un signal lumineux dans des modes de galeries de micro-tores [81,82], et dispose dans cet objectif d'un banc d'étirage.

Une fibre optique telecom standard (SMF 28) est chauffée au chalumeau et étirée par deux platines motorisées (figure 2.7). Au bout de quelques minutes, une microfibre est obtenue, avec un diamètre variable sur la longueur, le minimum (*waist*) étant de l'ordre du micromètre et est atteint à l'endroit où la fibre a été chauffée.

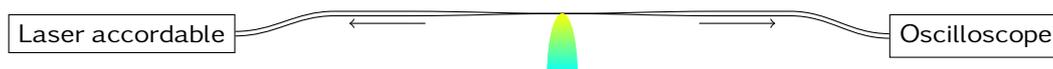


Figure 2.7 – Schéma de l'expérience : une fibre est étirée à la flamme grâce à deux platines motorisées. Durant l'étirage, les spectres en transmission du taper sont enregistrés régulièrement grâce au balayage en longueur d'onde imposé à la diode laser.

Pendant l'étirage, un rayonnement laser dont la longueur d'onde varie rapidement de 1500 nm à 1580 nm est injecté dans la fibre.

Pour cette expérience en particulier, la fibre est étirée sur 27,56 mm en 400 s, donc avec une vitesse de $0,0689 \text{ mm s}^{-1}$. Les spectres sont enregistrés toutes les 3,2 s ($0,2205 \text{ mm}$ d'étirage) entre 1500 nm et 1580 nm et prennent 800 ms pour être enregistrés. Afin de

5. ancien doctorant de Frédéric Smektala

6. Laboratoire de Recherche correspondant du CEA, SiNOPTIQ / ICB, Dijon

7. CEA Grenoble, SINAPS (silicium, nano-électronique, photonique et structures), Grenoble

simplifier l'exploitation, nous considérerons que la réalisation du spectre est instantanée. En figure 2.8 sont reproduits quelques spectres obtenus pour différentes distances d'étirage, ainsi que la variation de la transmission au cours de l'expérience.

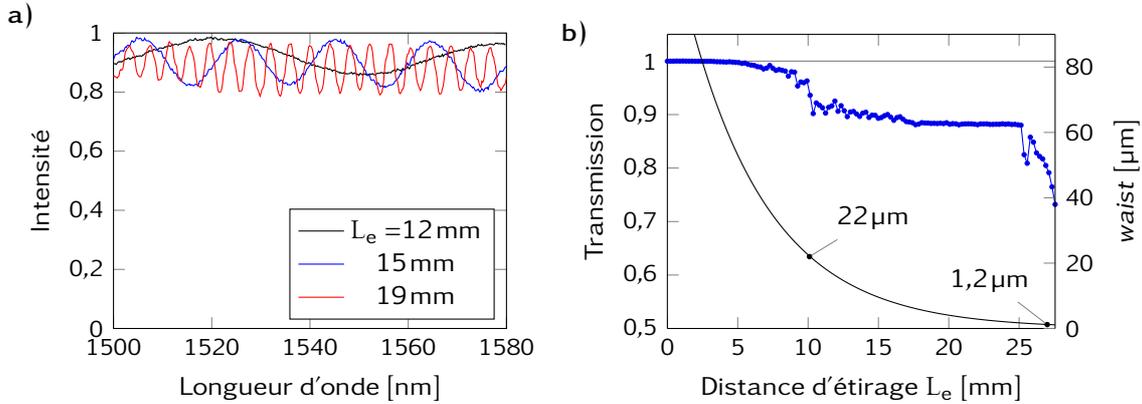


Figure 2.8 – a) Spectres obtenus après différentes longueurs d'étirage, renormalisés par le spectre avant étirage. b) Variation de la transmission moyenne lors de l'étirage de la microfibre. L'évolution du diamètre minimal de la microfibre estimé par le modèle détaillé en 2.2.4 est reporté sur l'axe droit de la figure.

2.2.2 Principe physique

Les franges et les paliers observés en transmission sont interprétés comme un peuplement de modes d'ordres supérieurs dans la partie conique de la microfibre, accompagné d'interférences entre ces modes et le fondamental [78–80].

Dans la partie conique à l'entrée de la microfibre (le *taper*), la lumière passe d'un guidage cœur-gaine à un guidage air-verre pour un diamètre de l'ordre de quelques dizaines de μm : la fréquence normalisée de la fibre $V_1 = ka(n_c^2 - n_1^2)^{1/2}$ est alors inférieure à 1 et le mode fuit très rapidement du cœur. a correspond ici au rayon du cœur, et n_c est son indice. En revanche, la fréquence normalisée de la microfibre $V_2 = kd/2(n_1^2 - n_0^2)^{1/2}$ est supérieure à 10 et le guidage devient multimodal. Si la fibre est maintenue en tension et en ligne droite, il n'y a aucune raison de coupler dans des modes de symétries différentes de celle du mode fondamental ; on couplera donc vers d'autres modes HE_{1n} , surtout le HE_{12} .

Tant que la microfibre reste multimode, les deux modes se propagent dans celle-ci de manière isolée, jusqu'à se recombiner dans le cœur de la fibre (macroscopique) au niveau du cône de sortie (figure 2.9), pour un paramètre V de l'ordre de 1. Il se produit alors des interférences entre ces deux modes (ou plus, si d'autres modes ont été peuplés).

Dans ce cas, l'intensité en sortie de fibre pour une longueur d'étirage L_e et pour une longueur d'onde λ est donnée par :

$$I(\lambda) = 1 + \Gamma \cos\left(\frac{2\pi\Delta\delta}{\lambda}\right) \quad (2.2)$$

où Γ est le contraste des franges et nous renseigne sur la proportion de lumière couplée

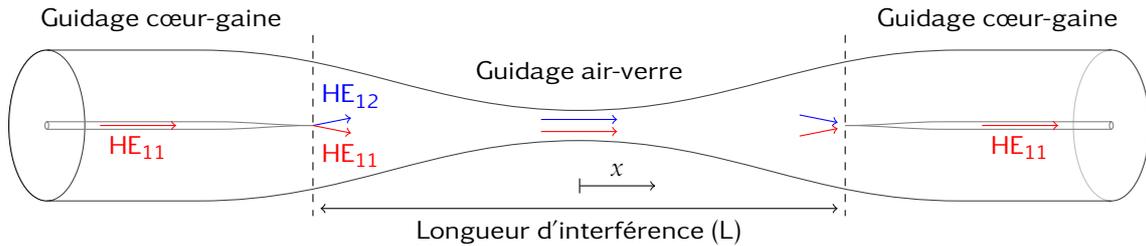


Figure 2.9 – Principe des interférences modales dans une microfibre en cours étrépage à partir d'une fibre standard monomode. Notons que la distance d'étrépage L_e est différente de la longueur d'interférence L .

dans le mode d'ordre supérieur. $\Delta\delta$ est la différence de chemin optique entre les deux modes et dépend du diamètre de la fibre par la différence d'indice optique effectif (voir figure 1.2).

Lorsque le diamètre minimal de la fibre est inférieur au diamètre critique d_c , la microfibre devient localement monomode, et le mode HE_{12} est éjecté de celle-ci. Il n'y a donc plus qu'un seul mode en sortie de microfibre, et plus d'interférence possible. Expérimentalement, on constate en effet que le contraste des franges chute après une certaine distance d'étrépage (figure 2.10).

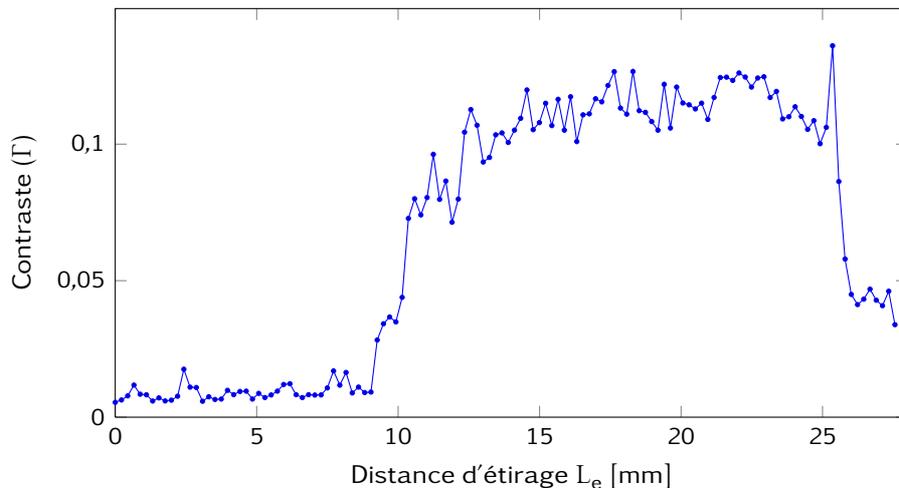


Figure 2.10 – Évolution du contraste des franges lors de l'étrépage.

2.2.3 Détermination de Δn^{eff}

De la même manière que pour le contraste, on détermine l'interfrange pour chacun des spectres enregistrés. Le résultat est représenté en figure 2.11. Au tout début de l'étrépage, le guidage est toujours effectué par le cœur de la fibre et il n'y a pas de mode d'ordre supérieur peuplé, donc pas d'interférences. Après un certain temps, le mode est peuplé mais l'interfrange est plus grand que la gamme spectrale que nous étudions. Ensuite, les mesures montrent que l'interfrange diminue continuellement jusqu'à ce que les franges

disparaissent.

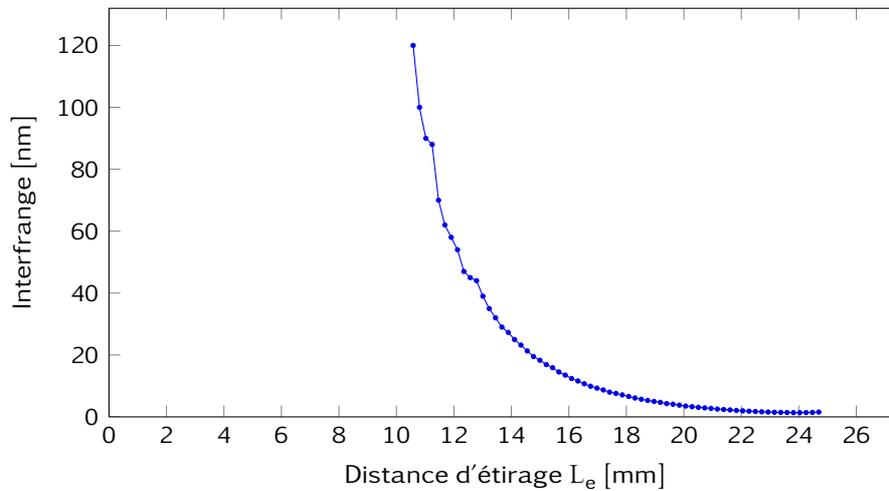


Figure 2.11 – Variation de l'interfrange avec la distance d'étirage. Avant 10mm, les franges sont soit absentes, soit non mesurables, et après 25mm, elles disparaissent.

Il s'écoule donc un certain temps entre le moment où le couplage entre modes se fait, et le moment où l'on est capable de mesurer l'interfrange. Ce dernier est facilement mesurable sur nos spectres et a lieu pour une distance d'étirage de 10,6mm. Pour le moment du couplage, on prendra la transition entre le premier palier et le deuxième palier de la courbe de transmission (figure 2.8 b)), ce qui nous donne une valeur de $L_0 = 9,3$ mm.

Grâce aux valeurs mesurées de l'interfrange, on peut remonter à la différence d'indice effectif entre les deux modes ($\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{HE}_{11}} - n_{\text{HE}_{12}}$) au niveau le plus fin de la microfibre. L'interfrange est relié à la différence de marche entre les deux modes par la relation $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta\delta}$, et la différence de marche vaut :

$$\Delta\delta = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \Delta n_{\text{eff}}(x) dx \quad (2.3)$$

où x est l'abscisse dans la direction d'étirage et vaut 0 au niveau de la flamme, là où la fibre est la plus fine. L correspond à la longueur d'interférence et ne doit pas être confondue avec la longueur d'étirage L_e : $L_e = L + L_0$ où L_0 est la distance d'étirage nécessaire à l'apparition d'un deuxième mode dans la fibre, c'est à dire, la longueur à partir de laquelle le guidage est effectué par l'interface air-verre.

Afin de déterminer les valeurs de Δn_{eff} à partir des interfranges, il faut donc discrétiser l'intégrale sur les distances d'étirage correspondant aux spectres expérimentaux. Pour cela, on considère qu'entre deux spectres successifs, on rajoute un bout de fibre de diamètre w_{i+1} et de longueur dx entre deux tronçons de fibres de diamètre w_i (figure 2.12). Ainsi, le diamètre le plus petit (diamètre du *waist*) au pas i est w_i . En faisant cela, l'intégrale devient une somme sur tous les pas précédents, et on peut calculer la différence d'indice au *waist* pour le pas i à partir des $(i - 1)$ pas précédents.

Le premier pas est particulier à cause du décalage entre le couplage et la mesure des

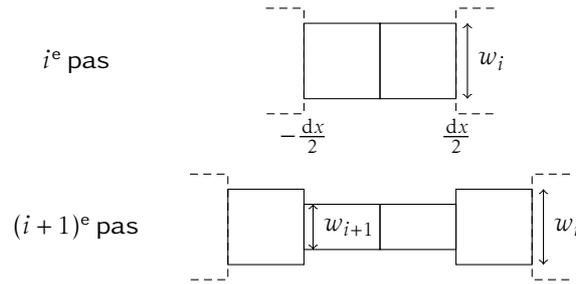


Figure 2.12 – Principe de l'exploitation. Entre chaque pas d'intégration, on ajoute un cylindre de diamètre constant w_{i+1} et de longueur dx . On peut alors sommer les différences d'indice effectif calculées aux pas précédents.

premières franges. Lorsque les franges apparaissent, le chemin optique vaut :

$$\Delta\delta = \Delta n_{\text{eff}}(w_{i=1})L_1 \quad (2.4)$$

où L_1 représente la longueur entre le moment où le couplage entre mode commence et celui où l'on mesure une interfrange. On considère donc que l'on a une microfibre de diamètre uniforme pour ce premier pas. L'endroit de couplage est évalué à $L_0 = 9,3$ mm, et la première mesure est faite pour $L_e = 10,6$ mm. On a donc $L_1 = 1,3$ mm et la première différence d'indice vaut :

$$\Delta n_{\text{eff}}^1 = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_1 L_1} \quad (2.5a)$$

$$= \frac{(1,54 \mu\text{m})^2}{120 \text{ nm} \cdot 1,3 \text{ mm}} \quad (2.5b)$$

$$= 0,015 \quad (2.5c)$$

En utilisant les valeurs des indices des deux modes HE (voir figure 1.2), on trouve que ce Δn_{eff} correspond à un diamètre de $11,6 \mu\text{m}$.

Pour le i^e pas, la longueur d'interférence vaut $L_i = (i-1)dx + L_1$, et on a :

$$\Delta\delta_i = \sum_{k=2}^i \Delta n_{\text{eff}}(w_k) dx + \Delta n_{\text{eff}}(w_1)L_1 \quad (2.6)$$

On peut alors relier ces deux expressions à l'interfrange mesurée expérimentalement et en déduire la différence d'indice effectif au *waist* :

$$\begin{cases} \Delta n_{\text{eff}}^i = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_i L_1} & \text{pour } i=1 \\ \Delta n_{\text{eff}}^i = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_i dx} - \sum_{k=1}^{i-1} \Delta n_{\text{eff}}^k & \text{pour } i \text{ quelconque} \end{cases} \quad (2.7)$$

où $\Delta\lambda_i$ est l'interfrange mesurée pour le pas i . Ainsi, par itérations successives, on aboutit au résultat reporté en figure 2.13.

En section 1.1.1, nous avons étudié la relation entre le diamètre de la microfibre et les valeurs des indices effectifs. On pourrait ainsi remonter au diamètre du *waist* pour chaque itération, mais la courbe étant assez bruitée, j'ai préféré tenter de modéliser l'éti-rage à vitesse constante et comparer les valeurs de Δn_{eff} trouvées.

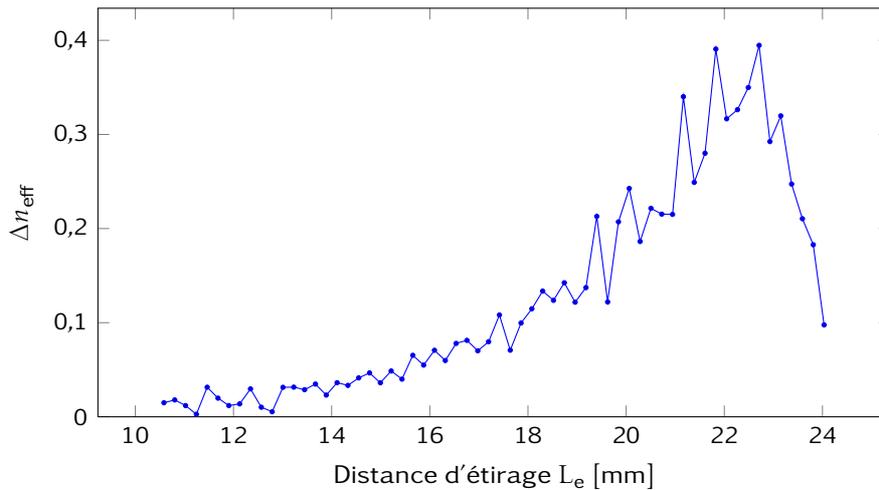


Figure 2.13 – Variation de la différence d'indice effectif au niveau du *waist* de la micro-fibre en fonction de la distance d'étirage.

2.2.4 Modélisation de l'étirage

La modélisation de l'étirage [66] consiste à faire un bilan de matière sur la zone de chauffage en la considérant de longueur constante égale à l (voir figure 2.14). On considère également que la zone chauffée est la partie la plus fine de la microfibre, de diamètre $w(t)$ constant sur cette longueur, mais dépendant du temps. C'est de la réduction du diamètre de cette partie que viendra la matière nécessaire à l'élongation de la microfibre. Au total, le volume de la fibre est conservé.

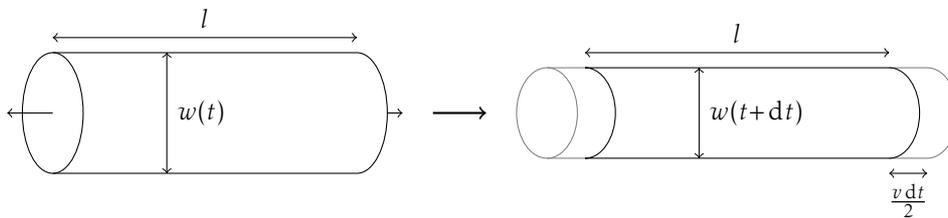


Figure 2.14 – Modélisation de l'étirage : la partie centrale de la microfibre de diamètre $w(t)$ et de longueur l est étirée et perd un volume $w(t)^2 v dt$ entre t et $t+dt$.

Entre un temps t et un temps ultérieur $t+dt$, le système constitué du cylindre de longueur constante l et de diamètre $w(t)$ a perdu un volume $w(t)^2 v dt$ à cause de l'étirage, v étant la vitesse d'étirage. Par ailleurs, le volume du cylindre central a varié d'une quantité $d(lw^2)$. En écrivant que la variation de volume est due à la perte de matière lors de l'étirage, on obtient :

$$d(lw^2) = 2wl dw = -w^2 v dt \quad (2.8a)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{v}{2l} w \quad (2.8b)$$

La résolution de l'équation différentielle est immédiate : $w(t) = w_0 \exp(-vt/2l)$ avec $vt = L_e$ la longueur d'étirage au temps t . On peut alors remonter à l'expression du diamètre $D(x,t)$

en tous points de la fibre et en tous temps en remarquant que le point situé à une distance $v\Delta t/2$ du *waist* constituait lui-même le *waist* au temps $t - \Delta t$:

$$w(t - \Delta t) = D\left(\frac{l}{2}, t - \Delta t\right) = D\left(\frac{v\Delta t}{2} + \frac{l}{2}, t\right) = w_0 e^{-\frac{v(t-\Delta t)}{2l}} \quad (2.9)$$

D'où :

$$\forall x \in [0, l/2] \quad D(x, t) = w_0 e^{-\frac{vt}{2l}} \quad (2.10a)$$

$$\forall x \in [l/2, vt/2] \quad D(x, t) = w_0 e^{-\frac{2x-l-vt}{2l}} \quad (2.10b)$$

l'origine des distances étant prise à l'endroit le plus fin de la microfibre, et la longueur de chauffage l étant négligée devant la longueur d'étirage L_e . Bien sûr, le profil est symétrique, et en dehors de $[-vt/2, vt/2]$, le diamètre vaut $w_0 = 125 \mu\text{m}$; le diamètre de la fibre est ainsi défini en tous points et en tous temps.

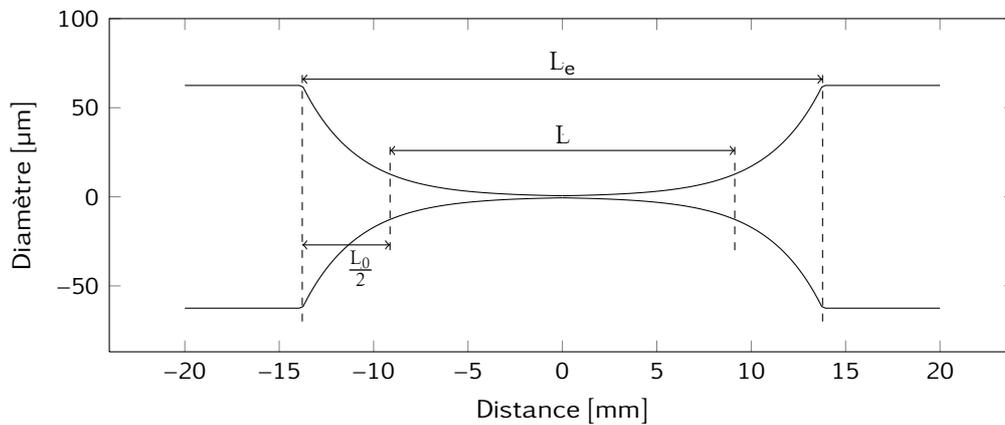


Figure 2.15 – Profil de la microfibre à la fin de l'étirage, calculé d'après notre modèle. Les différentes distances utilisées dans le calcul sont représentées : L_e la longueur d'étirage, L la longueur d'interférence et L_0 la longueur à laquelle apparaissent les franges.

Une fois que l'on connaît la variation du *waist* avec le temps (ou la distance) d'étirage, on peut calculer la valeur attendue pour la différence d'indice à chaque pas en utilisant les courbes de la figure 1.2 et la comparer aux valeurs expérimentales. Nous ne pouvons jouer que sur deux paramètres pour corroborer les deux jeux de données :

- l , la longueur de la zone de chauffe,
- et le décalage entre le temps mesuré expérimentalement et le temps de début effectif de l'étirage. Ce décalage peut provenir d'une mauvaise mise en tension de la fibre, du temps d'accélération des moteurs ou encore d'une mauvaise synchronisation entre le déclenchement des spectres et le début de l'étirage.

Les paramètres les plus adéquats correspondent à une zone de chauffe de 2,92 mm et un retard de 30 s (2 mm d'étirage), deux valeurs qui semblent tout à fait raisonnables. La courbe obtenue par notre modèle et les points expérimentaux sont représentés en figure 2.16. Au delà de 22,5 mm d'étirage, le calcul théorique ne donne plus de valeur car le

diamètre du *waist* ne permet plus la propagation du mode HE_{12} . Expérimentalement on obtient encore des franges, probablement parce que ce mode n'a pas encore eu le temps de fuir hors de la fibre. Il faudra quelques dixièmes de millimètres de plus pour qu'il soit complètement éliminé.

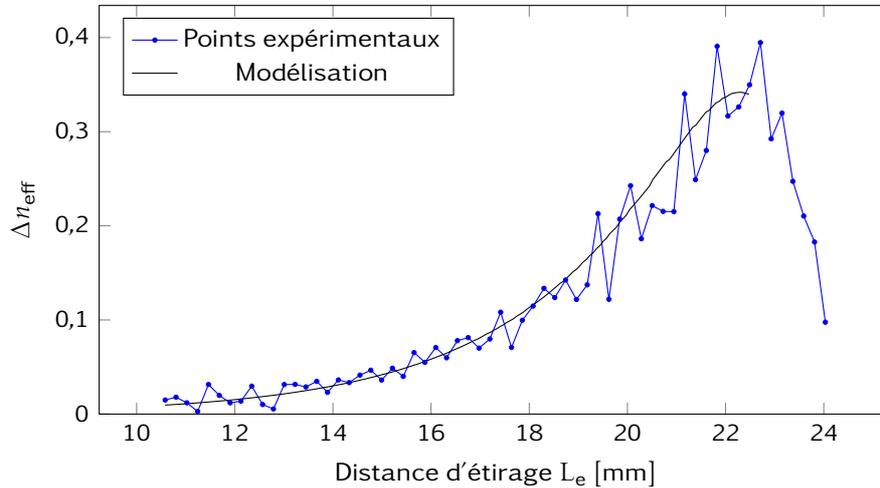


Figure 2.16 – Valeurs de Δn_{eff} calculées à partir des interfranges mesurées et comparées à la modélisation de l'étirage (trait plein).

Les résultats s'accordent donc très bien avec notre modélisation d'étirage, confirmant d'une part la bonne interprétation des interférences observées lors de l'étirage, et la modélisation très simple de l'écoulement de matière lors de l'étirage d'autre part.

2.3 Mesures de diamètres

Nous avons vu que l'étude du spectre de transmission lors de l'étirage nous permettait d'accéder à des informations sur la propagation à l'intérieur de la microfibre. En particulier, lorsque les franges d'interférence disparaissent, on sait alors que la microfibre est monomode à l'endroit le plus fin. Par ce biais, nous obtenons ainsi une information sur le diamètre de la microfibre : il est inférieur au diamètre de coupure d_c .

Cependant, la mesure est imprécise d'une part, et d'autre part, on ne peut pas mesurer de spectre de transmission pour des microfibres étirées à partir du matériau massif. La question d'une détermination rapide et précise du diamètre des microfibres se pose donc.

2.3.1 Mesures destructives

Microscope optique

La méthode la plus évidente est d'utiliser un microscope optique pour visualiser la microfibre après fabrication. Il suffit pour cela de la déposer sur un substrat, une plaque de microscope étant parfaitement adaptée, et de la passer sous le microscope. La manipulation est immédiate et peu onéreuse.

Cependant, la résolution est limitée par la diffraction et les imperfections de l'objectif, et mesurer précisément des diamètres inférieurs à $4\mu\text{m}$ est impossible avec le microscope optique dont nous disposons. La mesure au microscope optique n'est donc qu'un premier test, pour vérifier que la microfibre n'est pas trop grosse.

D'autre part, la microfibre ainsi posée sur une plaque microscope n'est plus réutilisable pour des expériences optiques. En effet, il est très difficile de décoller une microfibre d'un substrat (voir section manipulation), et la propreté de ces plaques n'étant jamais parfaite, la fibre est rapidement contaminée. Cette solution est donc valable uniquement pour des mesures d'ordre de grandeur, à posteriori des manipulations optiques.

Microscope électronique à balayage

Les mesures de diamètre les plus précises se font au microscope électronique à balayage (MEB). La résolution de ce type d'appareil, quelques dizaines de nm, nous permet d'obtenir une mesure de référence des microfibres fabriquées. Il nous permet également de caractériser les états de surface des microfibres ainsi que les défauts éventuellement présents. Des images de microfibres de tellure accompagnées de leurs diamètres sont données en figure 2.17, ainsi qu'une image d'un défaut obtenu sur une microfibre de tellure.

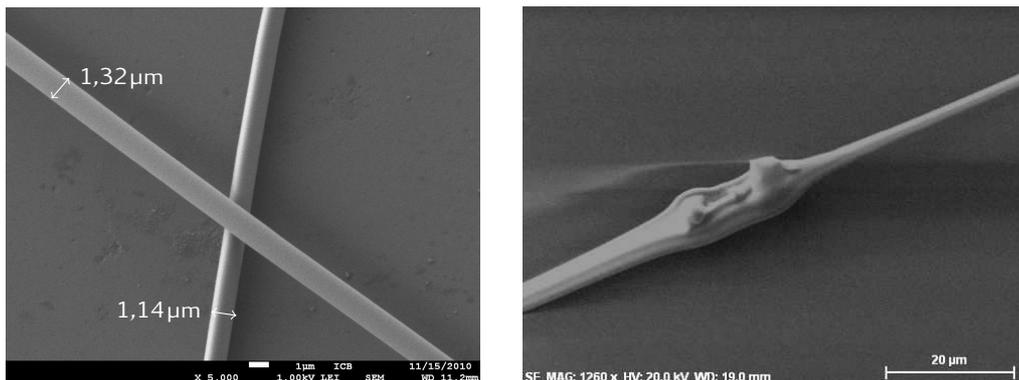


Figure 2.17 – Deux images de microfibres de tellure réalisées au microscope électronique à balayage du laboratoire. Un large défaut est visible sur l'image de droite.

On constate que lorsque les microfibres sont bien réalisées et ne présentent pas de défaut flagrant, leur état de surface est très bon et explique les faibles pertes en transmission usuellement rencontrées. Le microscope électronique à balayage est d'un grand intérêt pour qualifier l'état de surface et les régularités de diamètre des microfibres.

Le laboratoire dispose de deux MEB opérés par Claudie Josse⁸. La liste d'attente pour réserver des plages horaires sur les appareils étant de l'ordre du mois, on ne peut pas parler de mesure rapide. La préparation des échantillons nécessite également du temps, même si le nouveau microscope est capable d'imager des surfaces isolantes et ne nécessite plus la métallisation des échantillons.

8. que je remercie pour son efficacité et sa gentillesse.

Comme précédemment, à la fin de la session la microfibre n'est plus utilisable. Le microscope électronique à balayage est donc utilisé pour des mesures à posteriori, sur des microfibres qui ont montré leur intérêt optique et dont on veut connaître précisément le diamètre afin d'approfondir l'interprétation des résultats déjà obtenus.

2.3.2 Mesures non-destructives

Nous avons rapidement souhaité pouvoir mesurer les diamètres des microfibres rapidement et avant les manipulations en optique guidée. Compte tenu des dimensions en jeu, les méthodes envisagées étaient celles de l'optique physique, diffractive ou interférentielle.

Mesure par diffraction

Une expérience d'illustration de la diffraction souvent réalisée en début d'études supérieures de physique consiste à mesurer la taille d'un cheveu par sa figure de diffraction lorsque éclairé par un faisceau laser. Le diamètre d'un cheveu étant de l'ordre de $50\mu\text{m}$, seulement 1 ordre de grandeur au dessus des diamètres des microfibres, nous espérions pouvoir les mesurer par cette méthode.

En se plaçant pour une première approximation dans la théorie de la diffraction de Fraunhofer, la demi-largeur angulaire θ de la tache de diffraction est donnée par :

$$\frac{x}{D} = \sin \theta = \frac{\lambda}{d} \quad (2.11)$$

x étant la position du premier minimum d'intensité sur un écran situé à une distance D . Pour une microfibre de diamètre $d = 1\mu\text{m}$ et un laser rouge à la longueur d'onde de 633nm , l'angle de première extinction est donc de 39° . Même si les mesures sont réalisables pour un tel angle, il est difficile d'automatiser le procédé en utilisant un capteur CCD par exemple : les dimensions d'un tel capteur étant de l'ordre du cm, il faudrait placer le capteur à moins d'un centimètre pour visualiser la première frange, ce qui est difficilement faisable.

D'autre part, le faisceau laser étant beaucoup plus grand que la microfibre, et le matériau utilisé étant transparent, le contraste des franges est très faible et les mesures par transmission sont défavorables. Ainsi, les essais menés par notre stagiaire Cindy Ngathe n'ont été concluants que pour des microfibres de diamètres supérieurs à $5\mu\text{m}$.

Réflectométrie interférentielle

Dans son article « *On the Production, Properties, and some suggested Uses of the Finest Threads* » [68], C. V. Boys observe des irisations colorées sur ses microfibres :

The most obvious property of these fibres is the production of all the colours of the spider-line when seen in a brilliant light.

J'ai également pu observer ces réflexions colorées sur certaines microfibres dont le diamètre était faible. Ces irisations s'interprètent très bien en modélisant les dioptrés air-verre comme des miroirs semi réfléchissant. En considérant un faisceau incident avec un

angle i sur la microfibre, l'effet d'interférence que nous observons a lieu dans le plan sagittal contenant la microfibre, la source lumineuse et le détecteur (figure 2.18). Les deux faisceaux émergent interfèrent à l'infini, et la différence de marche entre les deux rayons vaut :

$$\delta = \frac{\lambda}{2} + 2nd \cos(r) \quad (2.12)$$

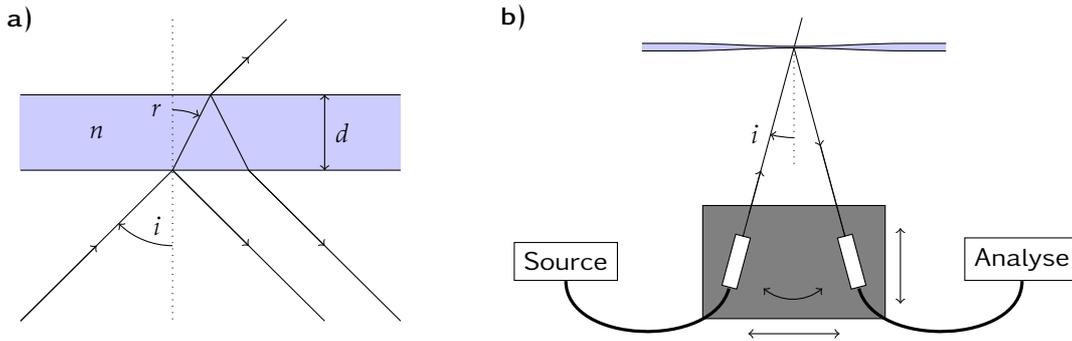


Figure 2.18 – a) Schéma de la réflexion d'un faisceau incident sur une microfibre avec un angle i par rapport à la normale. Seules les deux premières réflexions dans le plan sont considérées. b) Montage expérimental pour la mesure de diamètres de microfibrilles.

Lorsque l'on observe une lumière blanche réfléchi sur une microfibre suffisamment fine, on observe donc des teintes de Newton. La sensation de couleur n'apparaissant que pour des chemins optiques de l'ordre de $3\ \mu\text{m}$ (figure 2.19), une microfibre de silice présentant des reflets colorés aura un diamètre inférieur à $3\ \mu\text{m}/(2n) \approx 1\ \mu\text{m}$. Comme cette valeur correspond aux diamètres d'intérêts pour les microfibrilles, cette caractérisation « à l'œil » nous permet de savoir si la fibre est potentiellement intéressante pour des expériences optiques.

Afin d'obtenir des résultats quantitatifs en exploitant cet effet, j'ai essayé d'enregistrer le spectre réfléchi par une microfibre éclairée par une source supercontinuum, afin de disposer d'un spectre le plus large possible et d'un faisceau le plus directif possible. Pour cela, la fibre de sortie de la source et la fibre d'entrée de l'analyseur sont fixées sur une platine de translation, en formant un angle donné entre celles-ci. Le schéma de l'expérience est donné en figure 2.18. Le support est approché de la microfibre et la distance est ajustée de manière à obtenir un signal suffisant.

En procédant de la sorte, j'ai rapidement pu observer les spectres présentés en figure 2.20. Comme prévu, des franges d'interférences sont nettement visibles. Dans cette expérience, trois spectres ont été mesurés en deux endroits d'une même microfibre de silice et sur une microfibre de tellure. Les interfranges en fréquence Δf mesurés pour la fibre de silice sont de 130 THz et 21,3 THz, et 47 THz pour la microfibre de tellure. Le diamètre est alors déterminé par :

$$d = \frac{c}{2n\Delta f \cos r} \quad (2.13)$$

avec $n \sin r = \sin i$ et l'angle entre l'injection et la normale $i = 24^\circ$. Ainsi, r vaut $16,4^\circ$ dans la silice et $11,7^\circ$ pour le verre de tellure. Avec ces valeurs, on trouve des diamètres de

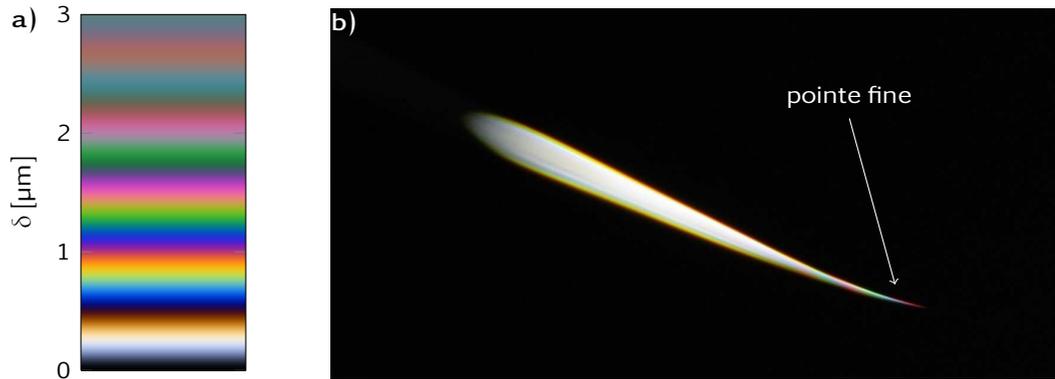


Figure 2.19 – Teintes de Newton et différence de marche correspondante et macrophotographie d’une microfibre de silice présentant des irisations à son extrémité. Le diamètre est ainsi minimal à droite et augmente progressivement vers la gauche, à mesure que les irisations évoluent et deviennent moins saturées. Cependant, la largeur de la tache blanche à gauche de la photo est largement supérieure au diamètre de la fibre à cet endroit car en dehors de la zone de netteté.

835 nm et 5,1 μm pour la fibre de silice et 1,66 μm pour la fibre de tellure.

Les incertitudes sur ces mesures sont majorées par :

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta(\Delta f)}{\Delta f} + \frac{\Delta \cos i}{\cos i} \quad (2.14)$$

L’incertitude sur l’indice est négligeable pour la silice (inférieur au pourcent), mais pas pour le tellure, de l’ordre de 5%. Concernant le $\cos i$, j’évalue son incertitude à environ 2%, la mesure ayant été faite sur une photographie du dispositif. Enfin, concernant l’interfrange, l’incertitude est d’environ 2% également. Au final, la mesure du diamètre est donnée à 5% près pour la silice, et 10% pour le tellure.

Cette mesure de diamètre résout tous nos problèmes à ce sujet :

- elle est rapide à mettre en place,
- bien adaptée aux ordres de grandeur des dimensions à mesurer,
- précise,
- non destructive, la microfibre étant maintenue entre deux platines, prête à être manipulée par la suite.

Cependant, cette méthode n’ayant été développée qu’à la fin de ma thèse, la plupart des diamètres donnés dans la suite ont été mesurés après manipulation, au microscope électronique.

2.4 Manipulation

La difficulté des expériences avec les microfibres réside à la fois dans leur étirage, comme nous venons de le voir, et dans leur manipulation pour réaliser des dispositifs optiques. Dans cette section, nous étudierons les microfibres sous l’angle de la mécanique

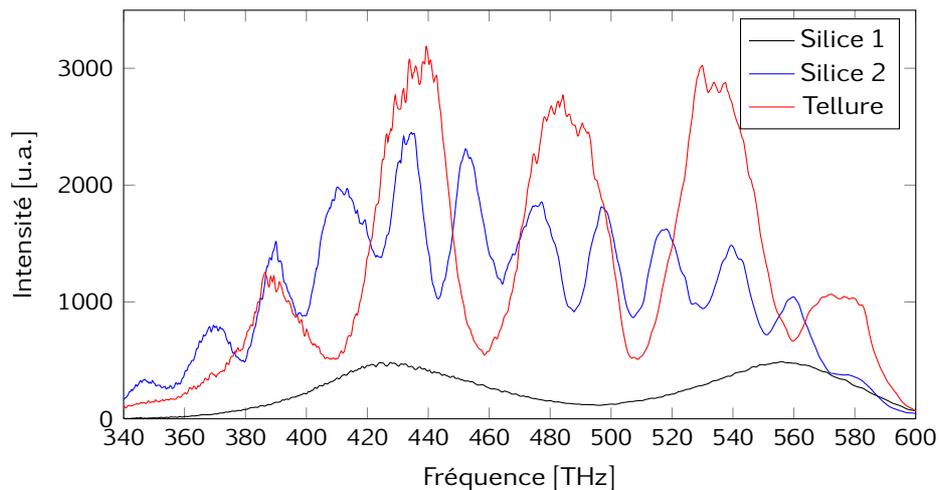


Figure 2.20 – Spectres de la réflexion du supercontinuum sur différentes microfibres, une de silice en deux endroits différents, et une microfibre de tellure. La source est choisie de manière à avoir un large spectre et une bonne directivité du faisceau.

afin de comprendre quelles interactions sont dominantes dans ce système, et quelles sont les contraintes qui en résultent pour la manipulation des fibres.

2.4.1 Bilan des forces

Notre système mécanique d'étude est constitué d'une portion de microfibre de diamètre $d = 1 \mu\text{m}$ et de longueur $L_0 = 1 \text{ cm}$. Dans les conditions expérimentales usuelles, elle est soumise à un certain nombre de forces :

- son poids,
- la tension de la microfibre,
- la traînée induite par les courants d'air,
- les interactions électrostatiques avec d'autres fibres, la microfibre étant isolante, elle se charge facilement,
- les interactions dipolaires.

Poids. Le poids de la microfibre est tout simplement donné par :

$$P = \frac{\pi d^2}{4} L_0 \rho_v g \quad (2.15)$$

La masse volumique de la silice ρ_v valant 2200 kg m^{-3} , on trouve $P \approx 1,7 \times 10^{-10} \text{ N}$.

Rigidité de la microfibre. La portion de microfibre peut être assimilée à une poutre de section circulaire. Dans notre objectif d'évaluer l'ordre de grandeur des forces en présence, nous modéliserons les contraintes de la poutre par une flexion linéaire élastique de faible amplitude. Le moment des forces exercées sur la poutre ne résulte alors que

d'une compression et d'un étirement des sections externes du cylindre, la section centrale n'étant pas contrainte (figure 2.21). La longueur d'une fibre à l'ordonnée y vaut ainsi $L(y) = (R - y)\theta = L_0 - y\theta$ et est bien constante par rapport à θ pour $y = 0$.

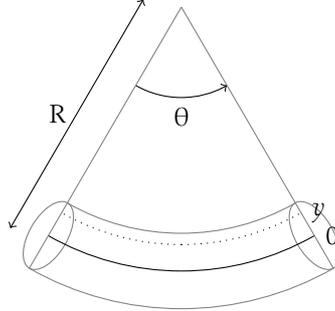


Figure 2.21 – Schéma et notations utilisées pour la modélisation de la flexion pure d'une microfibre.

En vertu de la loi de Hooke, la contrainte exercée vaut en tous points :

$$\sigma = \frac{F}{S} = E \frac{L_0 - L(y)}{L_0} = \frac{Ey\theta}{L_0} \quad (2.16)$$

où F est la force exercée sur une surface S et E est le module d'Young du matériau. Pour la silice, sa valeur est de 107 GPa. Le moment total appliqué sur la microfibre pour obtenir une déformation caractérisée par un angle θ est alors calculé par :

$$M = \iint \sigma y dS = \iint \frac{E\theta y^2}{L_0} dS = \frac{E\theta}{L_0} \iint y^2 dS \quad (2.17)$$

avec dS un élément infinitésimal de surface. L'intégrale de y^2 est le moment quadratique de la poutre et vaut $\frac{\pi d^4}{64}$ pour une section circulaire. Ainsi, la force nécessaire pour plier une microfibre de 1 cm de long avec un angle $\theta = 1$ rad est donnée par :

$$F = \frac{M}{L_0} = \frac{E\theta}{L_0^2} \frac{\pi d^4}{64} = 5 \times 10^{-11} \text{ N} \quad (2.18)$$

Cette valeur est un ordre de grandeur en dessous du poids de la microfibre, et décroît plus rapidement que celui-ci lorsque le diamètre est réduit. Présenté différemment, une longueur d'un centimètre de microfibre pourra former une boucle de 3 mm de rayon sous l'effet de son propre poids. Une microfibre de cette taille est donc très souple et n'offrira qu'une faible résistance à la flexion face aux autres forces.

Viscosité de l'air et traînée. La microfibre est plongée dans l'air qui exerce une force sur celle-ci dès qu'il y'a mouvement. Avant d'évaluer les ordres de grandeur de cette force, il faut déterminer dans quel régime d'écoulement on se trouve grâce au nombre de Reynolds.

Le nombre de Reynolds compare les forces d'inertie et les forces de viscosité. Il vaut :

$$\text{Re} = \frac{VL}{\nu} \quad (2.19)$$

où V est la vitesse du fluide, $\nu = 15,6 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ la viscosité cinématique de l'air et L une dimension caractéristique de l'écoulement. Dans notre cas, L correspond au diamètre de la microfibre, de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Pour un écoulement d'air à la vitesse de 1 cm s^{-1} , on trouve $Re \sim 10^{-3}$. Le nombre de Reynolds étant très inférieur à 1000, l'écoulement de l'air autour d'une microfibre est dans un régime laminaire et les forces de viscosité ne sont pas négligeables. Par comparaison, à nos échelles dans l'air ou dans l'eau, le nombre de Reynolds est supérieur à 1000 et les écoulements sont le plus souvent turbulents. La manipulation de microfibre dans un courant d'air s'avère donc particulièrement surprenante, surtout en raison d'une importante force de traînée.

En régime laminaire et pour une sphère de rayon r , la force de traînée est donnée par la loi de Stokes :

$$T = 6\pi \frac{\nu}{\rho} r V \quad (2.20)$$

Ici ρ est la masse volumique du fluide, de l'air dans notre cas. En gardant les ordres de grandeur et en adaptant à notre système, on calcule la traînée sur la portion de fibre de 1 cm de long avec un écoulement de 1 cm s^{-1} :

$$T = 6\pi \frac{\nu}{\rho} \sqrt{\frac{dL_0}{2}} V \sim 2 \times 10^{-10} \text{ N} \quad (2.21)$$

La traînée n'est donc pas négligeable devant le poids et jouera un rôle important dans le mouvement de la microfibre dans l'air.

Interactions électrostatiques Les microfibrilles de verre peuvent facilement se charger d'électricité statique, et être attirées ou repoussées par d'autres objets chargés, une autre microfibre ou un substrat diélectrique.

Afin d'évaluer l'ordre de grandeur de cette force, nous utiliserons les notations du schéma de la figure 2.22. Deux cylindres de rayons a_1 et a_2 et espacés d'une distance r_2 selon l'axe x sont chargés en surface avec des charges surfaciques σ_1 et σ_2 respectivement.

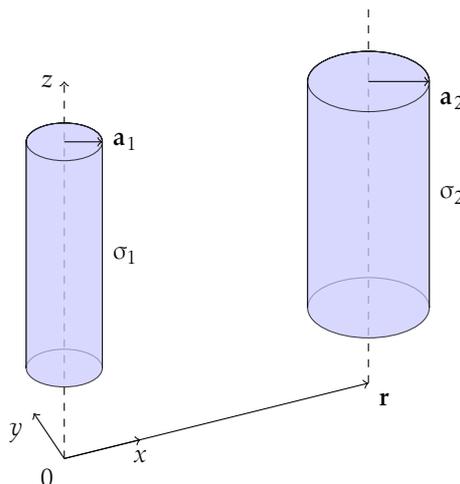


Figure 2.22 – Schéma de l'interaction entre deux cylindres de rayons a_1 et a_2 et de charges surfaciques σ_1 et σ_2 respectivement.

Le champ créé par la fibre 1 vaut au point \mathbf{r} :

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \frac{\sigma_1 a_1 \mathbf{r}}{\varepsilon_0 r^2} \quad (2.22)$$

La force exercée par le cylindre 1 sur le cylindre 2 vaut donc simplement :

$$\mathbf{F}_{1 \rightarrow 2} = \iint_{\text{cyl } 2} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \sigma_2 dS \quad (2.23)$$

où l'intégrale est effectuée sur la surface de la fibre 2. Ainsi, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 + \mathbf{a}_2$ et $dS = a_2 d\varphi_2 dz$, avec φ_2 l'angle entre \mathbf{x} et \mathbf{a}_2 . En remplaçant \mathbf{E}_1 par l'équation 2.22, la force entre les deux microfibres s'exprime :

$$\mathbf{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{\sigma_1 \sigma_2 a_1 a_2}{\varepsilon_0} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{L_0} \frac{\mathbf{r}_2 + \mathbf{a}_2}{|\mathbf{r}_2 + \mathbf{a}_2|^2} d\varphi_2 dz \quad (2.24)$$

En coordonnées cartésiennes, le vecteur position vaut $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 + \mathbf{a}_2 = (r_2 + a_2 \cos(\varphi_2))\mathbf{x} + a_2 \sin(\varphi_2)\mathbf{y}$. La fonction sinus étant impaire, la composante selon \mathbf{y} est nulle, et la force entre les deux fibres est donc centrale :

$$\mathbf{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{\sigma_1 \sigma_2 a_1 a_2 L_0}{\varepsilon_0} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_2 + a_2 \cos \varphi_2}{r_2^2 + a_2^2 + 2r_2 a_2 \cos \varphi_2} d\varphi_2 \mathbf{x} \quad (2.25a)$$

$$= \frac{\sigma_1 \sigma_2 a_1 a_2 L_0}{2r_2 \varepsilon_0} \int_{-\pi}^{\pi} \left[1 + \frac{r_2^2 - a_2^2}{r_2^2 + a_2^2 + 2r_2 a_2 \cos \varphi_2} \right] d\varphi_2 \mathbf{x} \quad (2.25b)$$

Dans notre cas, les deux microfibres sont séparées, $r_2 \gg a_2$ et la fraction de l'équation 2.25b vaut $\simeq +1$. La force totale est donc simplement une force en $1/r$:

$$\mathbf{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{2\pi \sigma_1 \sigma_2 a_1 a_2 L_0}{r_2 \varepsilon_0} \quad (2.26)$$

Comme il est difficile de donner un ordre de grandeur pour les charges surfaciques à ces échelles, je suis parti du constat expérimental que pour certaines microfibres particulièrement chargées, la force électrostatique est prédominante sur toutes les autres forces pour des distances de l'ordre du centimètre. Pour une force de l'ordre de 10^{-10} N, on trouve une charge surfacique de $2 \times 10^{-5} \text{ C m}^{-2}$ et une charge globale échangée entre les microfibres de l'ordre du picocoulomb. Pour un échange macroscopique, par exemple pour une baguette de verre frottée par une peau de chamois, la quantité de charges échangées est plutôt de l'ordre de quelques nanocoulomb, ce qui reste très cohérent avec notre estimation.

Force de van der Waals Lorsque la distance entre deux microfibres ou entre une microfibre et un substrat est très faible, voire nulle, les interactions prédominantes sont de type dipolaire. La force de van der Waals étant très difficile à calculer pour des objets macroscopiques, nous ne rentrerons pas dans les détails de sa formulation.

Expérimentalement, on constate que lorsqu'elle intervient, la force de van der Waals est prédominante sur les autres forces. Par exemple, pour séparer deux microfibres en

contact sur une longueur de l'ordre du millimètre, il faudra appliquer une tension importante sur l'une des microfibres, avec le risque de rompre la microfibre. Il en va de même pour une microfibre déposée sur une plaque de microscope ou toute lame de diélectrique. Lors de nos manipulations, nous parvenons cependant à décoller une microfibre en utilisant une goutte de solvant, éthanol le plus souvent : les charges sont évacuées, les interactions dipolaires modifiées et les forces de tension de surface parviennent à séparer les objets.

Conclusion Ainsi, lorsqu'il peut y avoir interaction entre différents objets, ce sont les forces de type électromagnétiques qui sont prépondérantes. Elles nous permettent de manipuler les microfibres, grâce à l'adhésion qu'elles maintiennent entre la pointe du manipulateur et la microfibre. Mais elles sont également souvent un obstacle pour le positionnement précis d'une fibre par rapport à l'autre.

Dans l'air, une microfibre sera le plus souvent déplacée par les courants d'air. Malgré nos efforts pour maintenir une atmosphère la plus calme possible, le souffle de l'expérimentateur et les ventilations des instruments sont suffisants pour déplacer la microfibre en suspension.

2.4.2 Techniques de manipulation

Les microfibres étirées à partir d'une fibre macroscopique (diamètre de l'ordre de $100\mu\text{m}$) présentent l'avantage d'être aisément manipulables : la partie de fort diamètre est suffisamment rigide sur des distances de quelques centimètres pour permettre le positionnement précis de la microfibre située à son extrémité. Des platines de micro positionnement sont utilisées pour obtenir un contrôle optimal de la position de la microfibre. Il est ensuite aisé de donner à la fibre une forme simple : boucle, en appliquant une torsion à la microfibre, repliement avec contact entre les deux extrémités de la microfibre, contact entre deux microfibres, etc. Une photographie du montage est présentée en figure 2.23.

Lorsque l'on souhaite créer des structures plus complexes, comme des nœuds simples ou des nœuds en huit, ou lorsqu'on travaille avec des microfibres étirées à partir de matériaux massifs, au moins une partie de la microfibre évolue dans l'air, et est donc plus difficilement contrôlable. Pour manipuler l'extrémité libre de la microfibre, les pinces macroscopiques sont inefficaces, et la solution consiste à utiliser une baguette de verre effilée abruptement de manière à ce qu'elle reste rigide ; en pratique, il s'agit d'une fibre standard légèrement étirée et fixée sur une tige manipulable (voir figure 2.23). Les forces électrostatiques et de Van der Waals étant prépondérantes, la microfibre vient adhérer à la pointe de la baguette et il devient facile de la positionner à l'endroit souhaité. La microfibre peut alors être détachée de la baguette par action mécanique.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4.1, les forces de frottements fluides provoquées par l'écoulement de l'air aux environs de la microfibre ne sont pas négligeables, et l'obtention de structures stables nécessite de les protéger. Dans notre approche d'expériences rapides et légères en terme d'infrastructure, nous utilisons une petite boîte entourant la partie microfibrée du dispositif pour la protéger des courants d'air. Cette installation est efficace mais pas pérenne ni transportable.



Figure 2.23 – Photographie de l’environnement de manipulation des microfibres optiques. Les deux extrémités non étirées d’une microfibre sont fixées sur des platines de micro positionnement, permettant la manipulation de celle-ci.

D’autres groupes essayent d’insérer la microfibre dans une matrice de matériau bas indice, polymères [83, 84] ou aérogel, le plus souvent de silice [85]. Comme l’indice extérieur change lors de l’immersion de la microfibre, les propriétés du dispositif sont modifiées, et il faut tenter de prévoir empiriquement leur évolution afin d’obtenir les caractéristiques recherchées. Ceci est particulièrement difficile, d’autant plus que la structure n’est plus modifiable une fois que le milieu protecteur est mis en place. Cette méthode est donc potentiellement intéressante pour réaliser des structures durables, mais nécessite d’importants travaux d’optimisation des structures et des procédés pour obtenir le résultat optimal ; elle n’est donc pas adaptée pour notre approche.

Le groupe de Limin Tong a développé une approche différente pour résoudre ce problème d’instabilité des dispositifs à microfibre. Au lieu de travailler dans l’air, les microfibres sont manipulées sur une surface bas indice, typiquement un aérogel de silice [86] ou du fluorure de magnésium MgF_2 [71, 87] d’indice 1,37 à 1550 nm. L’interaction de Van der Waals permet de maintenir les microfibres en place, rendant le dispositif stable et pérenne, tout en laissant la possibilité de modifier la structure en micro-manipulant les microfibres. Cette manipulation s’effectue sous microscope optique, en utilisant des fibres optiques effilées pour pousser les microfibres sur le substrat, à l’aide de platines de translation et de rotation. Grâce à cette technique, des dispositifs durables, complexes et impossibles à créer dans l’air ont été réalisés [73].

2.5 Dispositifs optiques

Comme nous l'avons vu en section 1.1.2, le mode guidé par une microfibre monomode possède un important champ évanescent situé dans l'air, et donc accessible. En particulier, lorsque deux microfibres sont disposées parallèlement à une distance faible, voire au contact, le recouvrement entre les deux modes de propagation est non nul, et un couplage entre ces deux modes se produit. On pourra donc faire passer la lumière d'une fibre à l'autre par simple contact en ajustant la longueur de contact. Ce phénomène qui sera étudié de manière plus générale en section 4.2 permet ainsi de réaliser des dispositifs optiques de faible taille très simplement. Quelques-uns de ces dispositifs sont présentés dans la suite.

2.5.1 Résonateur en anneau

En optique fibrée, les dispositifs résonnants les plus simples sont de la famille des cavités en anneaux, puisqu'elles ne requièrent qu'un seul coupleur. Il en va de même pour les microfibres, où le résonateur en anneau fût l'un des premiers dispositifs réalisés [65,87].

Théorie

Le résonateur en anneau est simplement constitué d'une microfibre repliée sur elle-même pour former un cercle, la zone de recouvrement permettant le couplage d'une partie de la microfibre à l'autre (voir figure 2.24). Le couplage est caractérisé par la constante de couplage K et la transmission du coupleur, a . On fait par ailleurs l'hypothèse que les pertes dues à la propagation du mode dans la microfibre sont négligeables, ce qui est raisonnable dans la mesure où le niveau des pertes dans les microfibres est très faible, et que les longueurs de propagation sont elles aussi faibles, de l'ordre du cm. Les relations entre les différents champs électriques sont alors données par [88] :

$$E_1 = a \left[\sqrt{1-K} E_{in} + i\sqrt{K} E_2 \right] \quad (2.27a)$$

$$E_2 = E_1 e^{i\varphi} \quad (2.27b)$$

$$E_{out} = a \left[i\sqrt{K} E_{in} + \sqrt{1-K} E_2 \right] \quad (2.27c)$$

où φ est la phase accumulée pour un tour de la cavité, soit βL dans le cas linéaire, β étant la constante de propagation du mode et $L = \pi D$ la longueur de la cavité. Le terme de couplage entre les deux fibres est imaginaire pur du fait du déphasage de $\pi/2$ entre les champs dans l'une et l'autre branche.

À partir des équations 2.27 on peut calculer les puissances à l'intérieur de la cavité et en sortie de celle-ci :

$$U = \frac{P_1}{P_{in}} = a^2 \frac{1-K}{1+a^2K-2a\sqrt{K}\sin\varphi} \quad (2.28a)$$

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = a^2 \frac{K+a^2-2a\sqrt{K}\sin\varphi}{1+a^2K-2a\sqrt{K}\sin\varphi} \quad (2.28b)$$

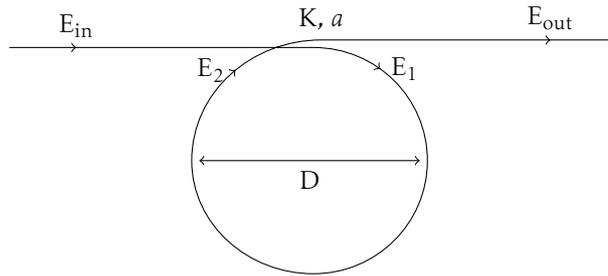


Figure 2.24 – Modèle du résonateur à cavité en anneau. Le couplage est donné par K et les pertes liées à ce coupleur par a

Ces deux fonctions présentent des résonances périodiques, la puissance intra-cavité passant par un maximum pour $n_{\text{eff}}L = (1/4 + k)\lambda_k$, $k \in \mathbb{N}$. Pour ces valeurs de longueurs d'ondes, la puissance transmise est minimale. En particulier, la puissance transmise est nulle à la résonance dans le cas du *couplage critique*, lorsque $a^2 = K$, c'est à dire lorsque les pertes sur un tour sont égales à l'apport d'énergie fourni par le couplage. Dans ce cas, la puissance intra-cavité est maximale et vaut $\sqrt{K}/(1-K)$. Des exemples de spectres calculés à partir des équations 2.28 sont donnés en figure 2.25, notamment pour le cas du couplage critique avec $a = 0,8$ et $K = 0,64$: la puissance dans la cavité est maximale et la puissance transmise s'annule à la résonance.

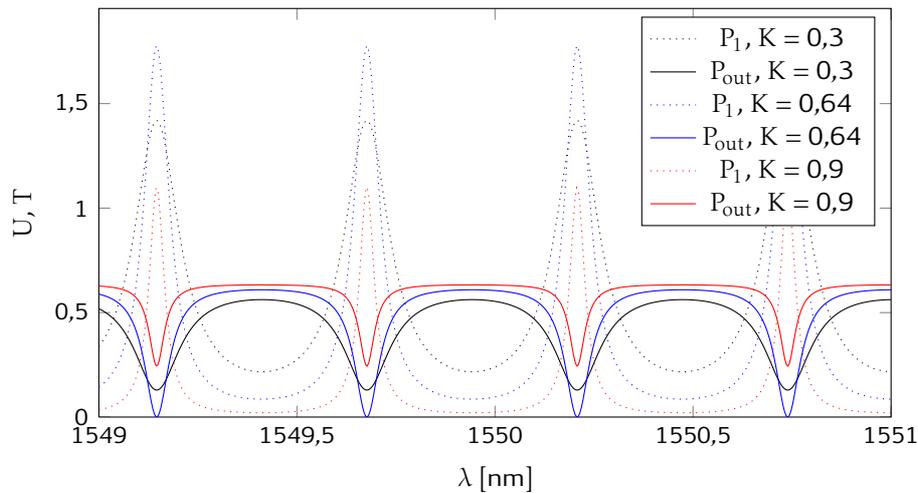


Figure 2.25 – Spectres de résonance d'un résonateur à microfibre pour différentes valeurs de K et pour $a = 0,8$. La valeur intermédiaire correspond au couplage critique, c'est à dire $K = a^2$.

Réalisations expérimentales

Il existe plusieurs manières de réaliser un résonateur en anneau avec des microfibres.

La première et la plus simple consiste à appliquer une torsion à la microfibre, de manière à ce qu'elle forme une boucle lorsque repliée sur elle-même [89, 90]. La structure ne tient que par interaction de Van der Waals au niveau du coupleur, et est donc assez

sensible aux sollicitations mécaniques. Cependant, la manipulation est rapide, la microfibre n'est pas touchée et reste très propre ce qui confère à cette structure une bonne qualité optique. Le diamètre de la boucle (et donc l'intervalle spectral libre) ainsi que les valeurs de K et a peuvent être ajustés en tirant une des extrémités de la fibre à l'aide des platines de micro-positionnement. Des spectres expérimentaux accompagnés des ajustements théoriques sont donnés pour une boucle typique en figure 2.26 b).

Une autre méthode consiste à réaliser un nœud simple avec la microfibre [59, 87] (figure 2.26 a). Le gros avantage de cette technique est que la structure formée ne peut se défaire spontanément. Cependant, contrairement au cas de la boucle simple, la microfibre doit être coupée puis manipulée à l'aide de baguettes pour former le nœud : cette manipulation est délicate et peut facilement contaminer la microfibre. D'autre part, comme la microfibre n'est plus connectée que d'un seul coté, il faut utiliser une autre microfibre et capter le signal issu du résonateur par couplage évanescent. Enfin, le nœud induit une forte biréfringence de contrainte au niveau du coupleur, ce qui se traduit par des spectres de transmission souvent déformés, et présentant des battements (figure 2.26 c).

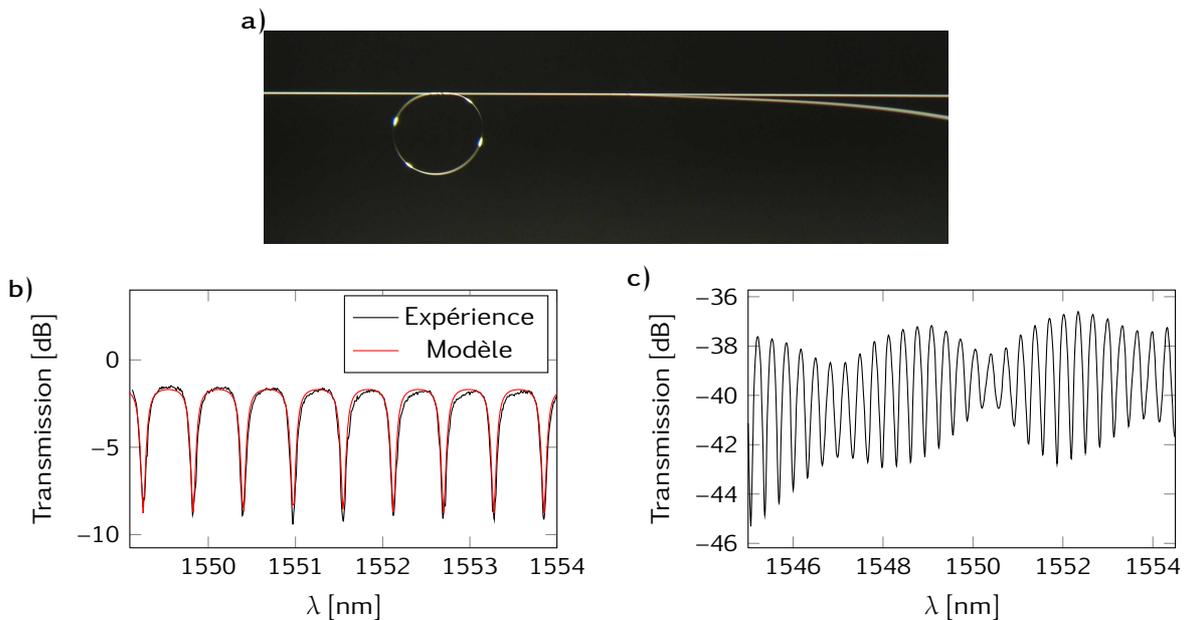


Figure 2.26 – a) Photographie au microscope optique d'un résonateur en nœud et d'une microfibre permettant de capter la lumière issue de celui-ci. b) Spectre de résonance d'un résonateur en boucle et ajustement par le modèle présenté en 2.5.1 avec $K = 0,44$ et $a = 0,85$. c) Spectre de transmission d'un nœud montrant des battements dans les résonances.

Sur le spectre de la figure 2.26, on mesure un facteur de qualité $Q = \nu/\Delta\nu$ de 20 000, limité par la résolution de l'analyseur de spectre, et une finesse F de 8. Ces valeurs sont typiques des résonateurs à microfibres [89], et restent inférieures à celles rencontrées dans d'autres résonateurs optiques tels que les cavités à cristaux photoniques ($Q \sim 50\,000$ [91]), micro-tores (10^9 [92]) ou microsphères (10^{10} [93]). Cependant, ces résonateurs à

grands facteurs de qualité sont coûteux à fabriquer, et difficiles à manipuler, au contraire des microfibres. Par ailleurs, le relativement faible facteur de qualité de nos résonateurs s'accompagne d'un temps de réponse rapide, de l'ordre de $\tau \sim FLn/c \sim 100$ ps, compatible avec les applications telecom.

Un ajustement des spectres expérimentaux par le modèle présenté en 2.5.1 permet de déterminer les valeurs expérimentales de K et a . Pour le résonateur de la figure 2.26 b), on trouve un diamètre de 1,1 mm, un couplage $K = 0,44$ et une transmission de $a = 0,85$ au niveau du coupleur. Le résultat de l'ajustement est généralement très satisfaisant, comme le montre la figure 2.26 b).

Récemment, une dernière méthode pour réaliser des résonateurs à nœud de microfibres a été démontrée [94] : elle consiste à faire un nœud sur la partie non étirée de la fibre, et le resserrer précautionneusement jusqu'à obtenir une boucle de la taille désirée au niveau de la microfibre. L'avantage de cette technique est que l'on obtient un résonateur stable (un nœud) tout en gardant une bonne connectivité car la microfibre n'est pas brisée. Cependant, la manipulation est très délicate.

2.5.2 Résonateur 4 ports

Le résonateur 4 ports est identique au précédent, avec deux ports supplémentaires de l'autre coté de l'anneau. Il permet de réaliser des filtres *add-drop*, fonction très utilisée en télécommunications optiques.

Théorie

Par rapport au résonateur simple, le résonateur à 4 ports permet d'extraire le signal en deux points différents, comme le montre le schéma de la figure 2.27. Il est également possible d'injecter un signal par une nouvelle entrée, mais nous n'explorerons pas cette hypothèse dans un soucis de simplification. Nous ferons également l'hypothèse que les pertes liées aux coupleurs sont identiques, traduisant un perte globale lors du tour de cavité.

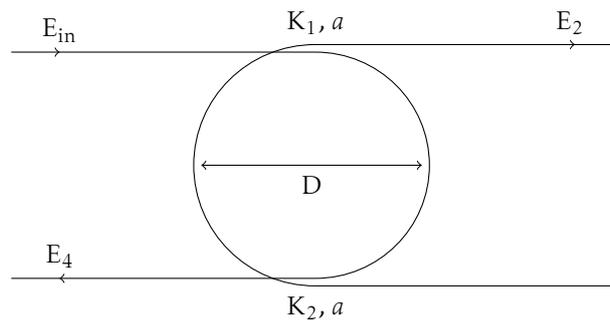


Figure 2.27 – Résonateur à 4 ports. Les transmissions au niveau des coupleurs sont prises égales, de manière à ce que a^2 traduise les pertes globales en un tour de cavité.

Le calcul est similaire à celui développé en 2.5.1, et les résultats donnent pour les

grandeurs d'intérêt :

$$\frac{P_2}{P_{in}} = \frac{a^2 K_1 + a^6 K_2 + 2a^4 \sqrt{K_1 K_2} \cos(\varphi)}{1 + a^4 K_1 K_2 + 2a^2 \sqrt{K_1 K_2} \cos(\varphi)} \quad (2.29)$$

pour la transmission en direct sur le port 2, et :

$$\frac{P_4}{P_{in}} = \frac{a^4 (1 - K_1)(1 - K_2)}{1 + a^4 K_1 K_2 + 2a^2 \sqrt{K_1 K_2} \cos(\varphi)} \quad (2.30)$$

pour la transmission dans le port 4. Des résonances apparaissent pour $\varphi = \pi + 2k\pi$, correspondant à un maximum pour le port 4 et un minimum pour le port 2, comme dans le cas du résonateur simple. Le couplage critique est obtenu pour $a^4 = K_1/K_2$ et correspond à une transmission nulle dans le port 2 à la résonance. Des spectres sont donnés en figure 2.28 avec $(K_1; K_2) = (0,5; 0,5)$ et $(0,5; 0,1)$.

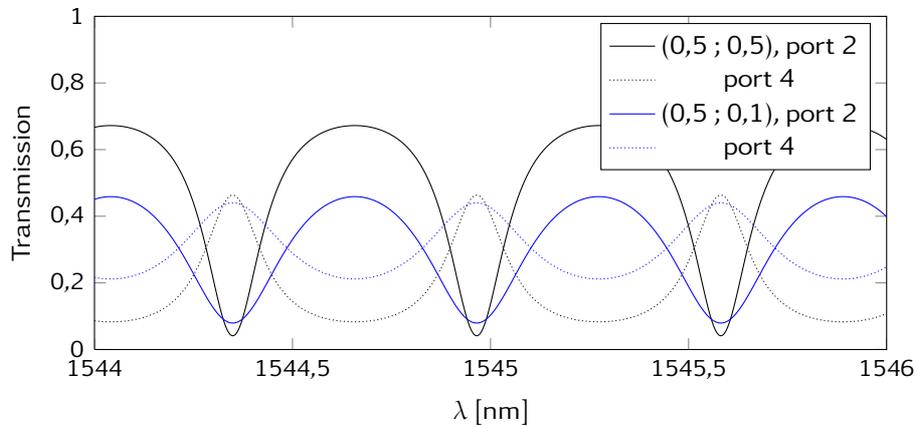


Figure 2.28 – Spectres en sortie des ports 2 et 4 du résonateur à 4 ports pour différents couples $(K_1; K_2)$ et $a = 0,9$.

Réalisations expérimentales

Les premières réalisations de résonateurs à 4 ports ont été effectuées par le groupe de Limin Tong, et consistent en un résonateur simple auquel une microfibre est accolée [95]. Des résonances sont obtenues, avec des facteurs de qualité de l'ordre de l'ordre de 10 000. La manipulation est cependant délicate, et le dispositif instable.

Lors de mon séjour à l'université du Zhejiang en Chine, Guillaume Vienne et moi-même avons exploré une voie originale pour créer ce dispositif : nous avons confectionné un nœud plat avec deux microfibres [96]. Le schéma du nœud est donné en figure 2.29 a accompagné d'une photographie de l'un des dispositifs que nous avons réalisés. Là aussi, la manipulation est délicate, mais le nœud créé est stable et son diamètre est facilement ajustable. Des spectres typiques accompagnés des ajustements théoriques sont représentés en figure 2.29 c, et montrent un bon accord entre le modèle simplifié que nous avons utilisé et les expériences. Nous en déduisons donc les valeurs des différents paramètres : la transmission $a = 0,65$, le premier couplage $K_1 = 0,22$ et le deuxième couplage $K_2 = 0,6$. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Express* en avril 2009 [96].

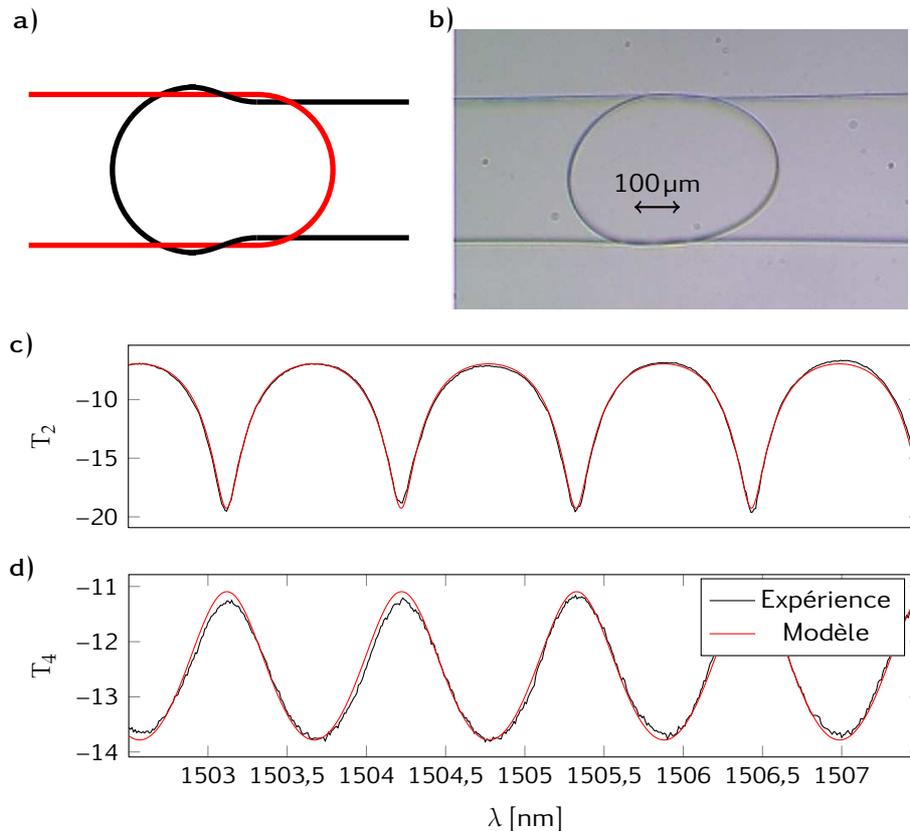


Figure 2.29 – a) Schéma du nœud plat et b) photographie au microscope optique d'une réalisation en microfibres. c) Spectre de transmission au port 2 et ajustement, d) spectre de transmission au port 4 et ajustement. Pour les deux ajustements, les valeurs des paramètres sont $a = 0,65$, $K_1 = 0,22$ et $K_2 = 0,6$.

Récemment, une nouvelle méthode pour créer des résonateurs 4 ports a été développée par l'équipe de Gilberto Brambilla⁹ [97] et consiste à coupler deux microfibres courbées en forme de « U ». Là encore, des spectres de résonance de qualité sont obtenus, avec possibilité de régler finement l'intervalle spectral libre ainsi que les constantes de couplage. Les facteurs de qualité obtenus sont de l'ordre de 20 000.

2.5.3 Interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder est lui aussi un dispositif fréquemment rencontré en optique fibrée, et à la base de nombreuses applications : capteurs, modulateurs électro-optiques, ...

9. Université de Southampton, Royaume-Uni

Théorie

Dans un interféromètre, on combine des faisceaux lumineux issus d'une même source mais ayant parcouru des chemins différents. La manière la plus simple de réaliser cela avec des fibres optiques est d'utiliser deux coupleurs, un pour diviser le signal, et l'autre pour le recombinaison (voir figure 2.30).

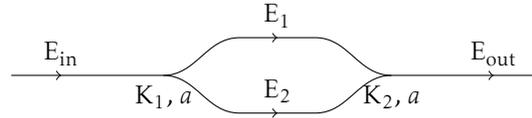


Figure 2.30 – Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

Les champs sont liés par les relations :

$$\mathbf{E}_1 = a\sqrt{1-K_1}\mathbf{E}_{in}e^{i\varphi_1} \quad (2.31a)$$

$$\mathbf{E}_2 = ia\sqrt{K_1}\mathbf{E}_{in}e^{i\varphi_2} \quad (2.31b)$$

$$\mathbf{E}_{out} = ia\sqrt{K_2}\mathbf{E}_2 + a\sqrt{1-K_2}\mathbf{E}_1 \quad (2.31c)$$

d'où l'on tire la transmission de l'interféromètre :

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = a^4 \left[K_1 K_2 + (1-K_1)(1-K_2) - 2\sqrt{K_1 K_2 (1-K_1)(1-K_2)} \cos \varphi \right] \quad (2.32)$$

où $\varphi = 2\pi/\lambda(n_{eff}^2 L_2 - n_{eff}^1 L_1)$ est la différence de phase entre les chemins 1 et 2. Cette transmission est périodique en fréquence, et produit des franges d'interférences, comme attendu.

Réalisations expérimentales

L'interféromètre de Mach-Zehnder est assez difficile à réaliser expérimentalement : les microfibres ont en effet tendance à se coller sur toute leur longueur, sans laisser d'espace pour que les deux modes puissent se propager séparément. Le groupe de Limin Tong est parvenu à en réaliser en travaillant en micro-manipulation sur un substrat de MgF_2 [72]. La structure obtenue est donc modifiable après formation, et le contraste des franges ainsi que l'interfrange sont ajustables par ce biais.

De notre côté, nos essais pour réaliser cet interféromètre dans l'air ne se sont pas montrés concluants, et même lorsque nous réalisons la structure mécanique, les interfranges sur le spectre ne correspondaient pas à celles attendues. Le contact entre les microfibres peut en effet agir comme un miroir semi réfléchissant, et la structure agit comme un résonateur de Fabry-Pérot entre les deux zones de contact. Les intervalles spectraux libres calculés avec cette hypothèse correspondent en effet à ceux mesurés expérimentalement. Nous n'avons donc pas pu continuer dans cette voie.

2.5.4 Miroirs de Sagnac et résonateur de Fabry-Pérot

Théorie

Le miroir de Sagnac est un interféromètre avec une différence de marche nulle entre les deux bras. En ajustant le rapport entre les intensités dans l'un et l'autre des bras, on

obtient l'équivalent d'une lame semi réfléchissante de coefficient de réflexion variable. Dans le cas des fibres et des microfibres, un coupleur évanescent joue le rôle du diviseur d'intensité (voir figure 2.31).

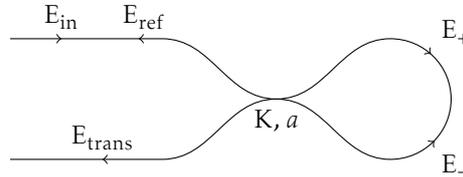


Figure 2.31 – Schéma du miroir de Sagnac, composé d'un seul coupleur.

Dans ce dispositif, la transmission et la réflexion du système sont données par :

$$\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{in}}} = 4a^4K(1 - K) \quad (2.33a)$$

$$\frac{P_{\text{trans}}}{P_{\text{in}}} = a^4(1 - 2K)^2 \quad (2.33b)$$

Ainsi, en changeant le couplage entre les deux microfibres, le coefficient de réflexion est modifié. Il devient alors aisé de concevoir un résonateur Fabry-Pérot en utilisant deux miroirs de Sagnac en série, et ses propriétés, facteur de qualité notamment, découleront de celles des coupleurs.

Réalisations expérimentales

Malgré son apparente simplicité, le miroir de Sagnac est difficile à réaliser dans l'air, et l'interféromètre de Fabry-Pérot est quasiment impossible à former sans l'aide d'un support. C'est pourquoi seul le groupe de Limin Tong est parvenu à réaliser ce dispositif, grâce à leur technique de manipulation sur substrat bas indice [73]. Les facteurs de qualité sont cependant assez décevants, puisque leur meilleure réalisation en possède un de 5700.

La difficulté de réalisation de ces dispositifs, et l'absence d'intérêt supplémentaire comparé aux résonateurs simples étudiés en sections 2.5.1 et 2.5.2 nous ont conduit à écarter cette direction de recherche en privilégiant les cavités en anneaux.

Conclusion

Ce chapitre s'est focalisé sur l'aspect expérimental de la fabrication des microfibres optiques dans un premier temps, puis de la réalisation de dispositifs optiques avec ces microfibres. Des microfibres de silice, de tellurite et de chalcogénure ont pu être fabriquées, et nous avons pu discuter des difficultés de réalisation de ces expériences d'éti-rage, en particulier pour les verres plus « difficiles » que sont les verres de tellurite et de chalcogénure.

L'observation expérimentale de franges d'interférences lors de l'éti-rage de microfibres de silice à partir de fibre à saut d'indice a permis de mieux comprendre les processus physiques ayant lieu au niveau de la transition de la microfibre, et un modèle simple

d'étirage a été développé, en très bon accord avec les données expérimentales. Cet accord valide à la fois notre interprétation en terme d'interférences modales et notre modèle d'étirage simple.

La méthode de mesure des diamètres que j'ai pu développer durant ma thèse a permis de répondre efficacement à la question de la caractérisation *a priori* des microfibres. Cette méthode de mesure élégante nous permet de connaître le diamètre d'une microfibre sur toute sa longueur, avec une précision suffisante, et sans compromettre ses propriétés optiques.

Après un bilan des actions mécaniques appliquées aux microfibres, nous avons vu comment sont créés les dispositifs d'optique à base de microfibres. Certaines structures sont présentées, notamment le résonateur en anneau, dispositif simple et courant, et le résonateur à 4 ports en nœud plat, plus original et plus complet. Ces dispositifs seront utilisés par la suite, pour observer des effets non linéaires dans les microfibres.

Bibliographie

- [56] Y. Xia, J. Rogers, K. Paul et G. Whitesides, « Unconventional methods for fabricating and patterning nanostructures. » *Chem Rev*, **99** 7, 1823 (1999).
- [57] Z. W. Pan, Z. R. Dai, C. Ma et Z. L. Wang, « Molten gallium as a catalyst for the large-scale growth of highly aligned silica nanowires », *Journal of the American Chemical Society*, **124** 8, 1817 (2002).
- [58] E. J. Zhang, W. D. Sacher et J. K. S. Poon, « Hydrofluoric acid flow etching of low-loss subwavelength-diameter biconical fiber tapers », *Opt. Express*, **18** 21, 22593 (2010).
- [59] L. Tong, R. R. Gattass, J. B. Ashcom, S. He, J. Lou, M. Shen, I. Maxwell et E. Mazur, « Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding », *Nature*, **426** 6968, 816 (2003).
- [60] G. Brambilla, V. Finazzi et D. J. Richardson, « Ultra-low-loss optical fiber nanotapers », *Opt. Express*, **12** 10, 2258 (2004).
- [61] B. S. Kawasaki et K. O. Hill, « Low-loss access coupler for multimode optical fiber distribution networks », *Appl. Opt.*, **16** 7, 1794 (1977).
- [62] R. G. Lamont, K. O. Hill et D. C. Johnson, « Tuned-port twin biconical-taper fiber splitters : fabrication from dissimilar low-mode-number fibers », *Opt. Lett.*, **10** 1, 46 (1985).
- [63] A. J. C. Grellier, N. K. Zayer et C. N. Pannell, « Heat transfer modelling in co laser processing of optical fibres », *Optics Communications*, **152** 4-6, 324 (1998).
- [64] T. E. Dimmick, G. Kakarantzas, T. A. Birks et P. S. J. Russell, « Carbon dioxide laser fabrication of fused-fiber couplers and tapers », *Appl. Opt.*, **38** 33, 6845 (1999).
- [65] M. Sumetsky, Y. Dulashko et A. Hale, « Fabrication and study of bent and coiled free silica nanowires : Self-coupling microloop optical interferometer », *Opt. Express*, **12** 15, 3521 (2004).
- [66] T. Birks et Y. Li, « The shape of fiber tapers », *Journal of Lightwave Technology*, **10** 4, 432 (1992).
- [67] M. El-Amraoui, G. Gadret, J. C. Jules, J. Fatome, C. Fortier, F. Désévéday, I. Skripatchev, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, W. Gao, T. Suzuki, Y. Ohishi et F. Smektala, « Microstructured chalcogenide optical fibers from as₂s₃ glass : towards new ir broadband sources », *Opt. Express*, **18** 25, 26655 (2010).
- [68] C. V. Boys, « On the production, properties, and some suggested uses of the finest threads », *Philosophical Magazine*, **23**, 489–499 (1887).
- [69] H. Cavendish, « Experiments to Determine the Density of the Earth. By Henry Cavendish, Esq. F. R. S. and A. S. » *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **88**, 469 (1798).
- [70] R. Threlfall, *On laboratory arts*, Macmillan and co., London (1898).
- [71] L. Tong, L. Hu, J. Zhang, J. Qiu, Q. Yang, J. Lou, Y. Shen, J. He et Z. Ye, « Photonic nanowires directly drawn from bulk glasses », *Opt. Express*, **14** 1, 82 (2006).
- [72] Y. Li et L. Tong, « Mach–zehnder interferometers assembled with optical microfibers or nanofibers », *Opt. Lett.*, **33** 4, 303 (2008).

- [73] S.-S. Wang, Z.-F. Hu, Y.-H. Li et L.-M. Tong, « All-fiber fabry-perot resonators based on microfiber sagnac loop mirrors », *Opt. Lett.*, **34** 3, 253 (2009).
- [74] C. Angell, « Formation of glasses from liquids and biopolymers », *Science*, **267** 5206, 1924 (1995).
- [75] A. Belwalkar, W. Z. Misiolek et J. Toulouse, « Viscosity study of the optical tellurite glass : 75teo2-20zno-5na2o », *Journal of Non-Crystalline Solids*, **356** 25-27, 1354 (2010).
- [76] A. Lin, A. Zhang, E. J. Bushong et J. Toulouse, « Solid-core tellurite glass fiber for infrared and nonlinear applications », *Opt. Express*, **17** 19, 16716 (2009).
- [77] M. El Amraoui, *Fibres Optiques Microstructurées Chalcogénures Fortement Non Linéaires à base de As₂S₃ : vers de Nouvelles Sources Supercontinuum Infrarouges*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne (2010).
- [78] D. T. Cassidy, D. C. Johnson et K. O. Hill, « Wavelength-dependent transmission of monomode optical fiber tapers », *Appl. Opt.*, **24** 7, 945 (1985).
- [79] S. Lacroix, F. Gonthier, R. J. Black et J. Bures, « Tapered-fiber interferometric wavelength response : the achromatic fringe », *Opt. Lett.*, **13** 5, 395 (1988).
- [80] F. Orucevic, V. Lefèvre-Seguin et J. Hare, « Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers », *Opt. Express*, **15** 21, 13624 (2007).
- [81] J. Jager, P. Noé, E. Picard, V. Calvo, E. Delamadeleine et E. Hadji, « Whispering gallery modes in er-doped silicon-rich oxide toroidal microcavities on chip », *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **41** 6, 1127 (2009), proceedings of the E-MRS 2008 Symposium C : Frontiers in Silicon-Based Photonics.
- [82] G. Lin, B. Qian, F. Oručević, Y. Candela, J.-B. Jager, Z. Cai, V. Lefèvre-Seguin et J. Hare, « Excitation mapping of whispering gallery modes in silica microcavities », *Opt. Lett.*, **35** 4, 583 (2010).
- [83] C. Caspar et E.-J. Bachus, « Fibre-optic micro-ring-resonator with 2 mm diameter », *Electronics Letters*, **25** 22, 1506 (1989).
- [84] F. Xu et G. Brambilla, « Embedding optical microfiber coil resonators in teflon », *Opt. Lett.*, **32** 15, 2164 (2007).
- [85] L. Xiao, M. D. Grogan, S. G. Leon-Saval, R. Williams, R. England, W. J. Wadsworth et T. A. Birks, « Tapered fibers embedded in silica aerogel », *Opt. Lett.*, **34** 18, 2724 (2009).
- [86] L. Tong, J. Lou, R. R. Gattass, S. He, X. Chen, L. Liu et E. Mazur, « Assembly of silica nanowires on silica aerogels for microphotonic devices », *Nanoletters*, **5** 2, 259 (2005).
- [87] X. Jiang, L. Tong, G. Vienne, X. Guo, A. Tsao, Q. Yang et D. Yang, « Demonstration of optical microfiber knot resonators », *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 223501 (2006).
- [88] O. Schwelb, « Transmission, group delay and dispersion in single-ring optical resonators and add/drop filters - a tutorial overview », *Journal of Lightwave Technology*, **22** 5, 1380 (2004).
- [89] M. Sumetsky, Y. Dulashko, J. Fini et A. Hale, « Optical microfiber loop resonator », *Applied Physics Letter*, **86** 16 (2005).

- [90] M. Sumetsky, Y. Dulashko, J. M. Fini, A. Hale et D. J. DiGiovanni, « The microfiber loop resonator : Theory, experiment, and application », *J. Lightwave Technol.*, **24** 1, 242 (2006).
- [91] B. Cluzel, L. Lalouat, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J.-C. Rodier, T. Charvolin, P. Lallanne, F. de Fornel et E. Hadji, « A near-field actuated optical nanocavity », *Opt. Express*, **16** 1, 279 (2008).
- [92] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane et K. J. Vahala, « Ultra-high-q toroid microcavity on a chip », *Nature*, **421** 6926, 925 (2003).
- [93] M. L. Gorodetsky, A. A. Savchenkov et V. S. Ilchenko, « Ultimate q of optical microspheres resonators », *Opt. Lett.*, **21** 7, 453 (1996).
- [94] L. Xiao et T. A. Birks, « High finesse microfiber knot resonators made from double-ended tapered fibers », *Opt. Lett.*, **36** 7, 1098 (2011).
- [95] X. Jiang, Y. Chen, G. Vienne et L. Tong, « All-fiber add-drop filters based on microfiber knot resonators », *Opt. Lett.*, **32** 12, 1710 (2007).
- [96] G. Vienne, A. Coillet, P. Grelu, M. E. Amraoui, J.-C. Jules, F. Smektala et L. Tong, « Demonstration of a reef knot microfiber resonator », *Opt. Express*, **17** 8, 6224 (2009).
- [97] Y. Jung, G. Brambilla, G. S. Murugan et D. J. Richardson, « Optical racetrack ring-resonator based on two u-bent microfibers », *Applied Physics Letters*, **98** 2, 021109 (2011).

Chapitre 3

Optique non linéaire dans les microfibres de silice

COMME nous l'avons vu au chapitre 1, la lumière guidée par une microfibre est très confinée, et le coefficient de non linéarité effective est supérieur de deux ordres de grandeur à ceux rencontrés dans des fibres optiques classiques. Un des objectifs principaux de ma thèse a donc été de tester les effets non linéaires dans les microfibres, afin notamment de réaliser un résonateur non linéaire. Dans un premier temps, nous étudierons théoriquement ce dispositif, pour montrer notamment qu'il est nécessaire d'utiliser une source laser particulière dont nous détaillerons le développement dans la deuxième section. Les résultats seront discutés ensuite, et nous finirons par rapporter nos expériences sur la génération de la troisième harmonique.

Les simulations, expériences et résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of the Optical Society of America B* [98].

3.1 Déphasage non linéaire et résonateur

3.1.1 Principe

L'idée principale est d'utiliser les dispositifs interférentiels ou résonnants que l'on sait réaliser avec des microfibres (voir section 2.5) dans un régime non linéaire, où un déphasage supplémentaire intervient en conséquence de la forte puissance optique utilisée :

$$\varphi_{nl} = \gamma_{\text{eff}} PL \quad (3.1)$$

Ici P est la puissance optique se propageant dans la microfibre sur une longueur L . γ_{eff} est le coefficient non linéaire effectif lié à l'effet Kerr et a été défini dans le cadre des microfibres en section 1.1.3. Les résonances ou interférences sont alors déplacées et déformées en fonction de la puissance de l'onde incidente, et une impulsion ressort transformée du dispositif. Si cette transformation est bien choisie, le dispositif peut être utilisé pour la remise en forme de signaux dans le cadre du traitement tout optique de l'information.

Ces aspects ont naturellement été traités pour des fibres macroscopiques [99–101], mais les ordres de grandeurs utilisés sont différents et nécessitent une étude à part entière afin de déterminer certains paramètres importants comme la puissance nécessaire à l'apparition d'un effet mesurable.

À la résonance, la puissance dans une cavité de finesse grande devant 1 est supérieure à la puissance d'entrée, et les effets non linéaires sont exacerbés par cette surtension du champ. De plus, le résonateur en anneau est l'un des dispositifs les plus simples à réaliser

avec des microfibres, comme nous l'avons vu en section 2.5.1. C'est pourquoi nous nous sommes concentrés sur ce résonateur pour notre étude.

3.1.2 Résonateur non linéaire

Le modèle du résonateur est identique à celui que nous avons développé en 2.5.1 avec un déphasage non linéaire supplémentaire, et les puissances intra-cavité et de sortie sont données par [102] :

$$\frac{P_1}{P_{in}} = a^2 \frac{1 - K}{1 + a^2 K - 2a\sqrt{K} \sin(\beta L + \gamma_{eff} P_1 L)} \quad (3.2a)$$

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = a^2 \frac{K + a^2 - 2a\sqrt{K} \sin(\beta L + \gamma_{eff} P_1 L)}{1 + a^2 K - 2a\sqrt{K} \sin(\beta L + \gamma_{eff} P_1 L)} \quad (3.2b)$$

La puissance à l'intérieur de la cavité est donc déterminée par résolution de l'équation non linéaire 3.2a, et permettra de déterminer la puissance en sortie de résonateur.

Pour des puissances d'entrée faibles, c'est à dire $\gamma_{eff} P_{in} \ll 2\pi/FL$, F étant la finesse, le résonateur a un comportement linéaire, avec des résonances symétriques comme nous l'avons vu précédemment. Lorsque la puissance d'entrée n'est plus négligeable, la résonance est décalée et déformée par l'ajout du terme de déphasage non linéaire. La résolution numérique des équations 3.2a et 3.2b est représentée en figure 3.1 pour différentes puissances d'entrée. Les paramètres du résonateur sont ceux ajustés à partir du spectre de la figure 2.26 et correspondent donc à des valeurs typiquement accessibles à l'expérience : $K = 0,44$, $a = 0,85$ et $D = 1$ mm. Le matériau considéré est ici de la silice, et le coefficient non linéaire effectif est pris égal à la valeur optimale pour les microfibres de silice : $\gamma_{eff} = 0,09 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Dans ces conditions, un effet visible d'asymétrie apparaît pour des puissances de l'ordre du kW, et un cycle d'hystérésis s'ouvre à partir de 2 kW.

Pour les applications optiques, la discussion porte sur la transformation du signal lors de son passage dans le dispositif, et c'est la fonction de transfert du résonateur qui est intéressante. Afin de simplifier la description des comportements, on parlera de désaccord de phase $\Delta\varphi$ entre la résonance linéaire et la phase actuelle : $\beta L = 2k\pi + \pi/2 + \Delta\varphi$, avec k un entier de manière à ce que $\Delta\varphi$ soit compris entre -2π et 0 . En figure 3.2 les courbes décrivant la variation de la puissance en sortie du résonateur avec la puissance en entrée sont données pour quatre déphasages linéaires $\Delta\varphi$ différents pour le même résonateur. On choisit une valeur négative de ce désaccord car c'est ce terme qui va être compensé par la phase non linéaire, toujours positive, pour revenir à la résonance. En pratique, la valeur de $\Delta\varphi$ est ajustée en modifiant la longueur d'onde du faisceau lumineux incident. On constate que la courbe se déforme et se creuse à mesure que le déphasage linéaire décroît, jusqu'à former un cycle d'hystérésis correspondant à ceux déjà observés pour le spectre en figure 3.1. La déformation se déplace également vers la droite lorsque le désaccord diminue : pour obtenir un changement brutal dans la fonction de transfert, il faudra travailler à puissance élevée et à désaccord très négatif.

Sans aller jusqu'à la bistabilité optique, des comportements intéressants se produisent à plus faible puissance, et on observe notamment pour un désaccord de l'ordre de $\Delta\varphi = -0,4$ que la fonction de transfert forme un palier pour des puissances aux environs de 500 W. Cette caractéristique est recherchée en télécommunications optiques car elle permet de remettre en forme un signal bruité en écrêtant les impulsions. On pourrait donc

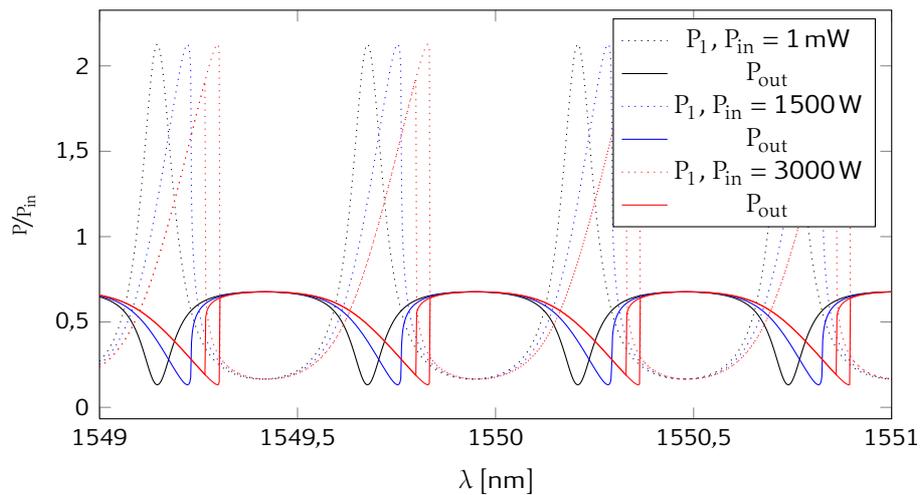


Figure 3.1 – Spectres des puissances intra-cavité et transmises pour trois valeurs de la puissance incidente. Les longueurs d’onde sont balayées dans les deux sens pour le dernier spectre, à une puissance de 3000 W, faisant apparaître une hystérésis lié au comportement bistable. Les paramètres du résonateur sont ceux ajustés pour correspondre au spectre expérimental de la figure 2.26.

envisager d’utiliser le résonateur à microfibre dans un équipement d’amélioration tout optique des signaux de télécommunication.

La bistabilité est également potentiellement intéressante pour des applications comme la fabrication de mémoires optiques. Deux états sont possibles pour un intervalle de puissance donné, dans notre cas entre 2200 W et 2800 W pour notre résonateur avec un désaccord de phase linéaire de $-1,4$. Soit la puissance a été augmentée pour arriver dans cette intervalle, auquel cas le point de fonctionnement sera sur la branche haute de la fonction de transfert, soit on vient des puissances élevées, et le résonateur fonctionnera sur la branche du bas. L’état de la cavité dépendra donc de son histoire ; c’est le principe de la mémoire. Dans notre cas les puissances nécessaires sont trop élevées pour permettre cela, mais la bistabilité optique reste néanmoins un phénomène intéressant à étudier dans le cadre des microfibres optiques.

3.1.3 Aspects temporels

L’étude du résonateur non linéaire, de part les puissances nécessaires à l’obtention d’effets significatifs, demande de travailler en régime impulsionnel. Nous allons voir dans ce paragraphe que la durée des impulsions et le taux de répétition des impulsions devront être judicieusement choisis pour que les comportements que nous venons de décrire soient prédominants.

Pour des puissances élevées, les microfibres s’échauffent rapidement par absorption d’une fraction du flux lumineux. Cet échauffement se traduit à la fois par une modification de l’indice du matériau et une dilatation de la fibre. La phase accumulée dans un tour de cavité est donc modifiée et cette modification dépend de la puissance intra-cavité : on parle alors de non linéarité thermique. Les comportements sont identiques à

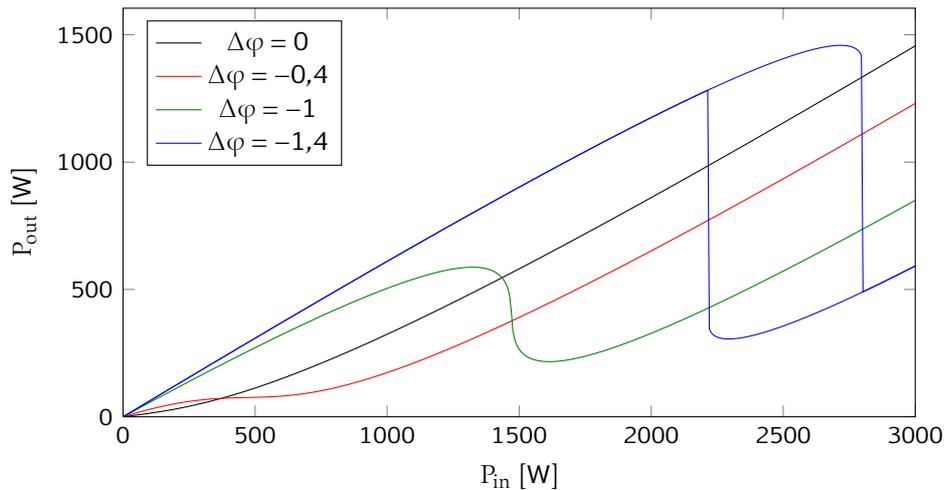


Figure 3.2 – Variation de la puissance en sortie du résonateur ($K = 0,44$, $a = 0,85$ et $D = 1$ mm) en fonction de la puissance d'entrée pour différents déphasages linéaires.

ceux que nous avons décrit dans la section précédente, avec deux modifications notables :

- le temps de réponse, négligeable devant la plupart des phénomènes optiques dans le cas de l'effet Kerr, est de l'ordre de la milliseconde pour les non linéarités thermiques,
- les puissances nécessaires sont nettement plus faibles et se comptent en dizaine de mW seulement.

Ces effets ont été démontrés expérimentalement avec un résonateur à nœud dans notre équipe en 2008 [103]. Le temps de réponse a été évalué à $\tau = 2,8$ ms et une puissance seuil de l'ordre de 20 mW a été déterminée. L'obtention de comportements non linéaires issus de l'effet Kerr passe donc par la diminution de ces effets thermiques, en travaillant avec un taux de répétition supérieur à l'inverse du temps de réponse thermique $1/\tau \sim 1$ kHz d'une part, et avec des puissances moyennes modérées, inférieures à la centaine de mW.

Les équations 3.2a et 3.2b du résonateur non linéaire supposent que la puissance optique est identique sur toute la longueur de la cavité, c'est à dire en régime continu. Dans le cas d'impulsions, il faut donc que l'on puisse travailler dans un régime quasi continu, ou la durée des impulsions est grande devant le temps de parcours de la cavité. Ce temps de parcours est donné par $T \sim Fn_{\text{eff}}L/c$ et est typiquement inférieur à de 100 ps. Ainsi, afin que l'impulsion puisse interférer avec elle-même, sa durée devra être supérieure à la centaine de picosecondes.

Les puissances crêtes nécessaires à l'obtention d'effets non linéaires significatifs sont de l'ordre de 1 kW, d'après les simulations de la section 3.1.2. Cependant, afin d'éviter les effets thermiques, il nous faut travailler avec une puissance moyenne inférieure à 100 mW. Le rapport cyclique doit donc être inférieur à 1×10^{-4} . Ainsi, pour une durée d'impulsion de 500 ps, il faut que le taux de répétition soit inférieur à 200 kHz, ce qui est compatible avec la condition de variation rapide par rapport aux effets thermiques.

Par ces conditions, nous venons de déterminer un régime impulsionnel pour lequel l'effet Kerr sera prédominant par rapport aux non linéarités thermiques. À partir de

l'équation 3.2b on peut donc prédire la forme d'une impulsion gaussienne de 500 ps de large traversant notre résonateur à microfibre. Ces simulations sont représentées en figure 3.3 pour différents désaccords de phase. Trois régimes particuliers sont étudiés. Pour un désaccord de $\Delta\varphi = -0,4$ et pour des puissances crêtes de l'ordre de 500W, le sommet de l'impulsion est aplati, et si l'impulsion avait été bruitée, ce bruit aurait été largement diminué au sommet de l'impulsion. Il s'agit donc d'une fonction de remise en forme de signaux optiques. Dans le cas $\Delta\varphi = -1$, l'impulsion initiale est très largement déformée, avec l'apparition de trois sous structures, mais reste symétrique. Inversement, l'hystérésis obtenue pour un désaccord de phase de $-1,4$ et une puissance de l'ordre de 3kW induit une forte asymétrie pour l'impulsion de sortie.

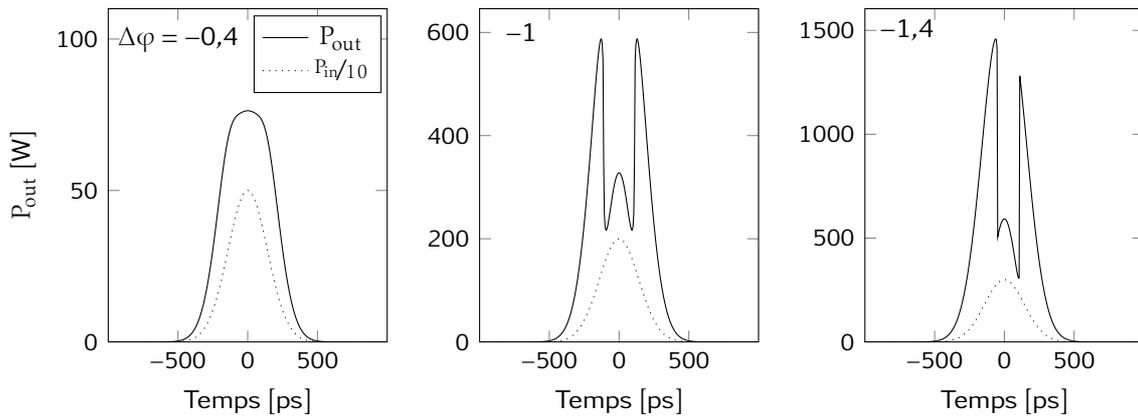


Figure 3.3 – Simulation de la transmission d'une impulsion dans le résonateur de la figure 2.26 pour trois désaccords de phase différents.

Ces trois situations sont significatives d'un effet non linéaire dans le résonateur et présentent un grand intérêt expérimental. Afin de pouvoir retrouver expérimentalement ces comportements, il nous faut créer une source laser répondant aux critères que nous venons d'énoncer.

3.2 Source laser impulsionnelle haute puissance

3.2.1 Principe

En supplément des critères établis au paragraphe précédent, la source que nous devons créer doit remplir deux conditions au niveau spectral. La première est que la longueur d'onde doit être accordable afin de pouvoir choisir le désaccord linéaire par rapport à la résonance la plus proche. La deuxième condition est que la largeur spectrale de la source doit être faible par rapport à la largeur des résonances, afin que notre hypothèse de monochromaticité reste valable dans le résonateur. Pour une durée de 500 ps, une impulsion gaussienne transformée limite a une largeur spectrale de 7 pm, ce qui est un ordre de grandeur en dessous des largeurs de résonances habituellement rencontrées. Il faudra donc apporter un soin particulier au spectre de la source afin de ne pas trop l'élargir.

Pour résumer, voici les critères que doivent remplir la source laser permettant d'obtenir les effets non linéaires décrits précédemment dans un résonateur à microfibre :

- une puissance crête supérieure au kW, afin d'obtenir des effets significatifs,
- une puissance moyenne inférieure à 100 mW, de manière à minimiser les non linéarités thermiques,
- un taux de répétition supérieur à $1/\tau$ pour moyenner les effets thermiques,
- une durée d'impulsion grande par rapport au temps de parcours de la cavité ~ 100 ps,
- une longueur d'onde ajustable,
- et enfin, une largeur spectrale plus faible que la résonance de la cavité.

Une telle source n'est pas disponible dans le commerce, et il nous faut la construire à partir des instruments dont nous disposons au laboratoire, complétés par des éléments optoélectroniques existant sur le marché.

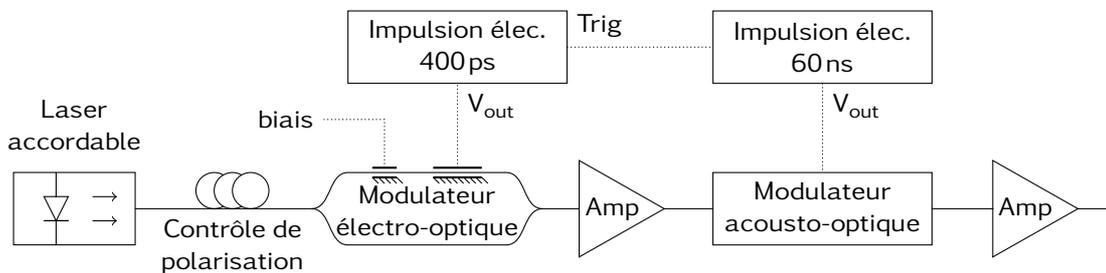


Figure 3.4 – Schéma de la source laser impulsionnelle. Un signal continu est découpé en impulsions grâce à un modulateur électro-optique piloté par un générateur de fonctions électriques. Le résultat est amplifié une première fois, puis le résidu de fond continu est éliminé par un modulateur acousto-optique. Le tout est amplifié une seconde fois pour arriver aux puissances souhaitées.

Le principe de la source laser est de partir d'un faisceau continu et de sculpter des impulsions de la taille désirée dans ce signal. Cette opération est effectuée en plusieurs étapes :

- Nous partons d'une source continue accordable de très bonne qualité spectrale. Nous disposons au laboratoire d'un laser TUNICS-PRI, accordable entre 1500 nm et 1600 nm avec une largeur spectrale de 150 kHz.
- Le signal lumineux issu de ce laser est envoyé dans un modulateur électro-optique piloté par un générateur d'impulsions électriques. C'est ce générateur de signaux électriques qui déterminera la forme des impulsions optiques, et c'est donc lui qui doit être capable de produire des impulsions de 500 ps de large avec un taux de répétition conforme à nos exigences. Nous disposons pour ce faire d'un générateur d'impulsions « Picosecond Pulse Labs » délivrant des impulsions de 400 ps avec un taux de répétition réglable de 1 Hz à 100 kHz, ce qui correspond très bien à nos critères, tout en maintenant une certaine liberté de choix. Le modulateur électro-optique module sa transmission selon le signal électrique qu'il reçoit, et ce faisant sculpte des impulsions dans le flux lumineux continu. Nous utilisons un modulateur électro-optique Avanex PowerBit de bande passante 12,5 GHz compatible avec des

signaux de 500 ps de large.

- Le signal en sortie du modulateur possède donc la forme souhaitée, mais son amplitude est faible. Nous utilisons donc un premier amplificateur à fibre dopée à l'erbium pour obtenir un signal suffisant pour les instruments suivant. Compte tenu des faibles puissances mises en jeu à ce stade de la conception, l'élargissement du spectre dans l'amplificateur reste négligeable.
- Le modulateur électro-optique ayant un taux d'extinction de 24 dB, il reste un fond continu résiduel équivalent à 0,5% de la puissance maximale. Comme le taux de répétition est très faible, inférieur à 1×10^{-4} , la majorité de l'énergie est contenue dans ce fond continu plutôt que dans l'impulsion elle-même. Pour parvenir à éliminer ce fond, nous utilisons un modulateur acousto-optique dont le taux d'extinction est de 40 dB. Son temps de montée étant de l'ordre de la dizaine de nano secondes, le temps en mode passant devra être plus long que l'impulsion. Typiquement, nous prendrons une durée de 60 ns synchronisée avec l'impulsion grâce à la sortie déclenchement du générateur d'impulsions électrique. On obtient donc en sortie un signal composé de deux impulsions superposées, l'une de largeur 60 ns de faible puissance et au milieu de celle-ci, une impulsion de 400 ps de large de forte puissance.
- La dernière étape consiste à amplifier le signal résultant avec un amplificateur à fibre dopée erbium spécialisé pour les impulsions (KEOPSYS).

Toutes ces étapes sont représentées sur le diagramme de la figure 3.4, et l'allure de l'impulsion de sortie ainsi que les notations utilisées sont représentées en figure 3.5.

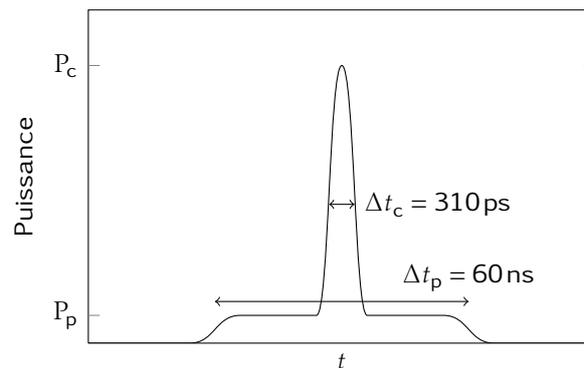


Figure 3.5 – Représentation schématique de l'évolution temporelle de l'impulsion en sortie de la source. L'impulsion principale et fine est sculptée par le modulateur électro-optique tandis que la « porte » plus large est un résidu non filtré par le modulateur acousto-optique.

3.2.2 Caractérisation de la source

Expérimentalement, les paramètres sont optimisés de manière à obtenir le signal le plus propre possible à la fin de chaque étape : la polarisation en entrée du modulateur électro-optique, la tension de biais imposée à ce modulateur, le gain du premier amplificateur, le délai entre les deux impulsions, ... On cherche à réduire la gigue temporelle, abaisser la ligne de base et augmenter la puissance crête. Au final, nous obtenons les impulsions présentées en figure 3.6 avec deux bases de temps et deux calibres différents. On

peut ainsi voir les deux impulsions superposées, la porte large de 60 ns et la principale de durée 310 ps, légèrement plus faible que l'impulsion électrique génératrice, probablement en raison de la non linéarité de l'amplification.

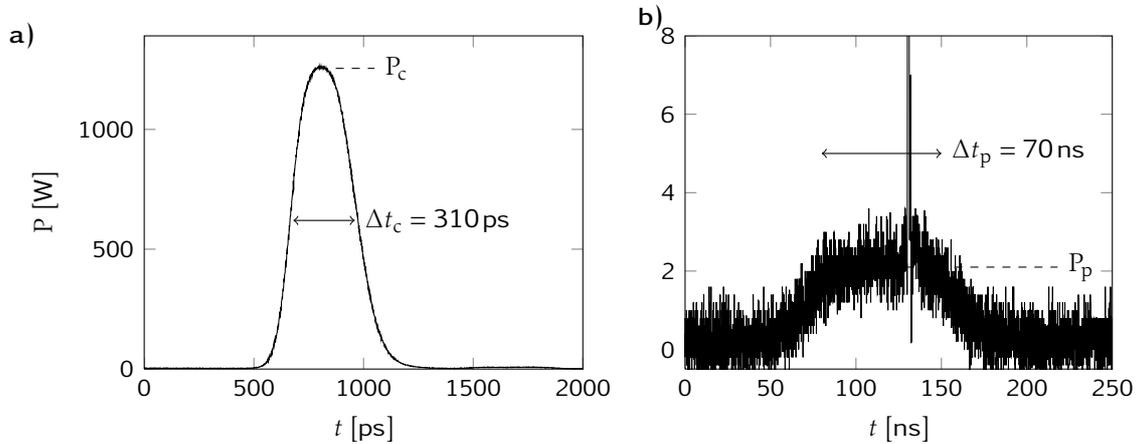


Figure 3.6 – Signal temporel en sortie du dernier amplificateur, a) en base de temps de 2 ns, permettant de voir l'impulsion principale, et b) en base de temps 250 ns pour visualiser l'impulsion secondaire large et de faible amplitude. Le courant de pompe du dernier amplificateur est fixé à 400 mA.

Connaissant les durées respectives des deux impulsions et le rapport des puissances maximales et de l'impulsion large, on peut déterminer la puissance crête P_c de l'impulsion à partir de la mesure de la puissance moyenne P_{moy} .

$$P_c = \frac{1}{f} \frac{P_{moy}}{\Delta t_c + \Delta t_p/x} \quad (3.3)$$

f est le taux de répétition des impulsions, et sera pris égal à 100 kHz généralement. Le rapport $x = P_c/P_p$ entre la puissance crête et le niveau résiduel non coupé par le modulateur électro-optique (P_p) est mesuré à l'oscilloscope et sa valeur est de l'ordre de 500. En faisant varier le courant de la diode de pompe du dernier amplificateur, et comme on ne constate pas de déformation du signal temporel, on change la puissance crête de l'impulsion comme présenté dans le graphe de la figure 3.7.

Nous parvenons ainsi à produire des impulsions d'une puissance crête atteignant 1,5 kW, ce qui est largement suffisant pour observer des effets de déphasage non linéaire dans un résonateur, d'après les simulations données en section 3.1.2. Par ailleurs, la puissance moyenne mesurée à 700 mA est de 63 mW, en dessous des 100 mW que nous nous étions fixé en limite maximale ; les critères de puissances sont donc bien vérifiés. L'énergie contenue dans l'impulsion principale $E_c = P_c \Delta t_c$ est 3 fois plus grande que l'énergie dans la porte large ; on peut donc raisonnablement négliger l'influence de la porte de largeur 60 ns.

Le spectre des impulsions est composé d'une raie spectrale fine correspondant à la longueur d'onde fixée par le laser continu accordable, et d'un fond d'émission spontanée des amplificateurs. L'émission spontanée du deuxième amplificateur étant filtrée, son niveau est quasiment constant sur l'intervalle de gain. La raie spectrale utile reste assez fine à

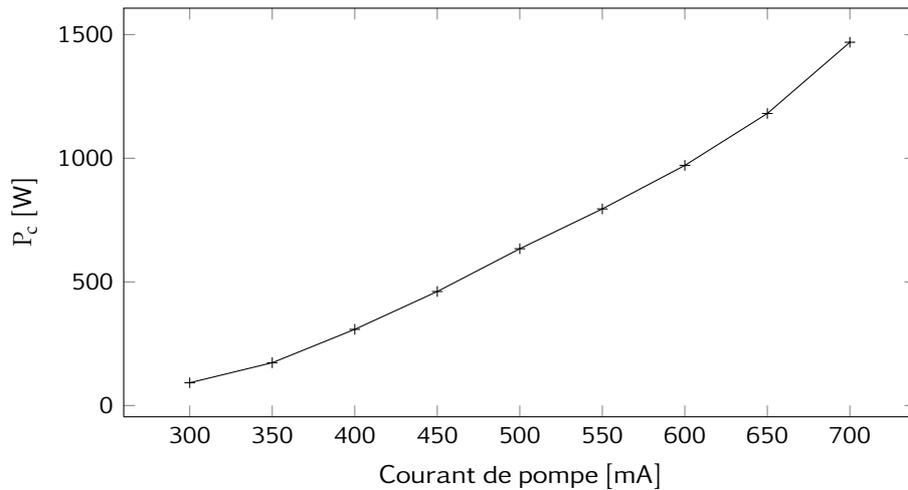


Figure 3.7 – Variation de la puissance crête en sortie de la source en fonction du courant alimentant la diode de pompe du dernier étage d’amplification.

basse puissance : en dessous de 500 mA, l’élargissement n’est pas mesurable à l’analyseur de spectre, et la largeur de la raie principale reste inférieure à 0,07 nm. Cependant, la montée en puissance s’accompagne d’un élargissement d’automodulation de phase visible à l’analyseur, et surtout, un continuum apparaît et s’élargit rapidement, comme le montrent les spectres de la figure 3.8. En raison du transfert d’énergie depuis la pompe vers les composantes spectrales de ce continuum, l’énergie de la raie principale diminue lorsqu’on augmente l’intensité de pompe au delà de 500 mA. Le mécanisme principal d’élargissement du spectre est l’instabilité de modulation dans la fibre, avec des pics de gain espacés de 10 nm, équivalent à $\Delta f = 1,25$ THz en fréquence. Cet intervalle entre les fréquences de gain maximal est lié à la puissance crête et aux paramètres de la fibre par la relation :

$$2\pi\Delta f = \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{\beta_2}} \quad (3.4)$$

où γ est la non linéarité effective de la fibre de silice et vaut $1,2 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$, P_0 la puissance de l’impulsion et β_2 le coefficient de dispersion chromatique, valant $0,022 \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$. Avec ces valeurs, on trouve une puissance crête P_0 de 565 W. Cette puissance reste quasiment constante lorsqu’on augmente l’intensité de pompe, puisque les lobes d’instabilité de modulation ne se décalent que très peu. Ainsi, même pour des intensités de pompe supérieures à 500 mA la puissance contenue dans la raie principale est de l’ordre de 600 W, le reste de puissance optique étant réparti dans les bandes latérales du spectre.

Ces spectres ayant été réalisés avec 1,5 m de fibre de silice SMF en sortie, il nous faudra travailler avec moins de fibre pour envoyer directement le signal lumineux sur la microfibre en minimisant les effets d’élargissement spectraux. En réduisant la longueur de fibre, nous sommes parvenus à la conclusion que la source devait être utilisée avec un courant de pompe inférieur à 500 mA de manière à avoir un continuum contenu et une raie spectrale fine. Dans ces conditions, la puissance moyenne vaudra 30 mW et la puissance crête sera de 600 W, ce qui devrait être suffisant pour obtenir des déformations

de l'impulsion visibles à l'oscilloscope.

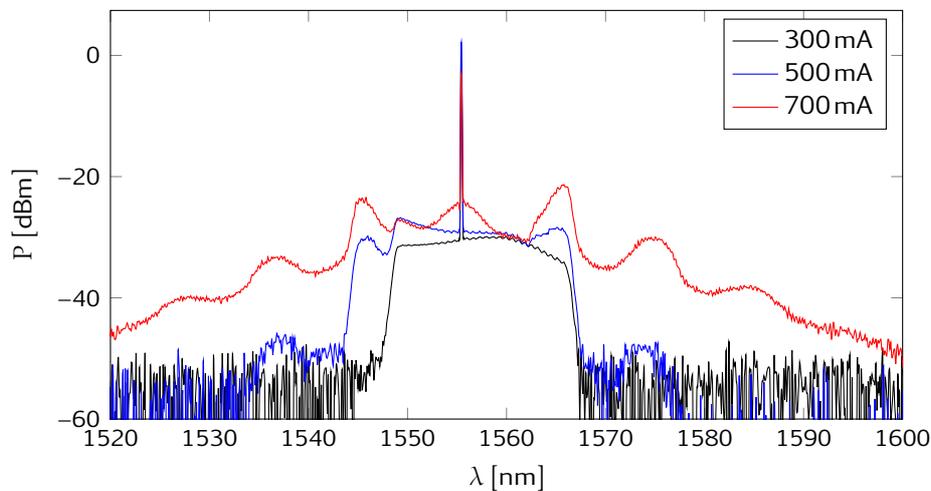


Figure 3.8 – Spectres en sortie de la source pour différents courants de pompe de l'amplificateur final, après 1,5m de fibre de silice monomode.

3.3 Automodulation de phase

3.3.1 Résultats expérimentaux

L'étape suivante consiste à injecter la source laser que nous venons de construire dans un résonateur à microfibre. La sortie de la source est donc directement étirée après 50 cm environ de fibre, et la boucle est formée. À basse puissance, l'émission spontanée de l'amplificateur permet de visualiser et d'enregistrer le spectre de transmission linéaire du résonateur. Grâce à cela, nous déterminons ses paramètres : pour la suite, nous étudierons un résonateur en anneau dont le taux de transmission a et le couplage K valent 0,787 et 0,13, respectivement. Le diamètre de l'anneau est fixé à 2,64 mm, ce qui constitue une valeur assez élevée, de manière à maximiser les effets non linéaires.

Connaissant les paramètres du résonateur, on peut simuler précisément la propagation d'une impulsion dans le cas exposé en section 3.1.2 et déterminer la puissance nécessaire à l'apparition de déformations visibles. Pour notre cas, les effets du déphasage non linéaires ne sont visibles qu'à partir de 2 kW environ, une puissance trop élevée pour conserver une qualité spectrale suffisante avec notre source.

Cependant, on constate l'apparition de déformations importantes à plus basse puissance, de l'ordre de 1 kW, puissance pour laquelle on n'observe pas d'élargissement spectral notable avec la résolution de notre analyseur de spectre (0,07 nm). L'aspect temporel des signaux en sortie est donné en figure 3.9 pour trois longueurs d'ondes différentes, ce qui correspond à trois désaccords de phase différents par rapport à la résonance.

On constate que les déformations apparaissent à basse puissance et sont dissymétriques. La forme des impulsions ne coïncide pas non plus avec celle prévue par les simulations. Il se produit donc un effet que nous n'avons pas pris en compte dans le résonateur.

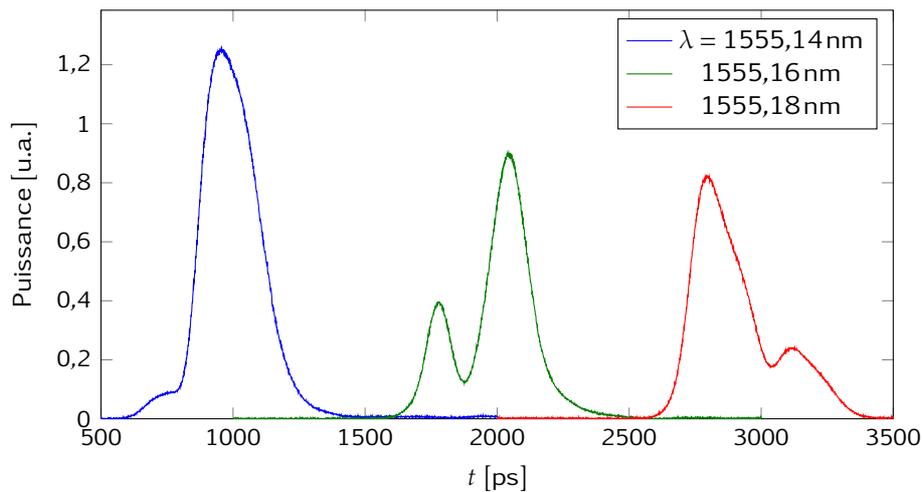


Figure 3.9 – Signaux temporels enregistrés en sortie du résonateur à microfibre pour trois longueurs d’ondes différentes, et donc trois désaccords de phase différents. Les déformations observées sont dissymétriques. La puissance injectée est de 600W crête.

L’hypothèse que nous avons formulée est que de l’automodulation de phase se produit dans la fibre de transport et dans la microfibre, avant le résonateur. Cette automodulation de phase a pour conséquence un décalage en longueur d’onde variant temporellement au sein de l’impulsion (voir 3.10 a). Ainsi, lorsque l’impulsion passe par le résonateur, sa transmission dépendant de la longueur d’onde, on aboutit à une déformation de l’impulsion. La déformation est dissymétrique et cette dissymétrie s’inverse lorsque la longueur d’onde centrale passe la résonance linéaire. Ainsi, les trois impulsions de la figure 3.9 correspondent aux trois longueurs d’ondes repérées par des croix sur le spectre de la figure 3.10 b). Afin que la déformation soit significative, il faut donc que l’élargissement dû à l’automodulation de phase soit comparable à la largeur de la résonance, c’est à dire environ 0,1 nm dans notre cas. En simulant la propagation d’une impulsion dans de la fibre de silice SMF standard, on montre qu’il suffit d’une longueur de 1 m pour aboutir à cet élargissement. En pratique, il s’agit d’une longueur équivalente prenant en compte l’élargissement à l’intérieur de l’amplificateur et dans la microfibre avant le résonateur. Les ordres de grandeurs étant cohérents, cette explication apparaît comme satisfaisante.

Il est à noter que même avec des résonateurs de meilleur qualité, c’est à dire un couplage plus grand, une transmission plus importante et une meilleure finesse, cet effet d’automodulation de phase est prépondérant et masque les éventuels effets que nous avons décrits en 3.1.2.

3.3.2 Conséquences

Afin de déterminer s’il existe un régime pour lequel l’automodulation de phase est négligeable par rapport au terme de déphasage non linéaire simple, nous avons évalué l’ordre de grandeur des termes en compétition dans notre problème. En l’occurrence, il s’agit de comparer l’élargissement spectral dû à l’automodulation et la largeur de la

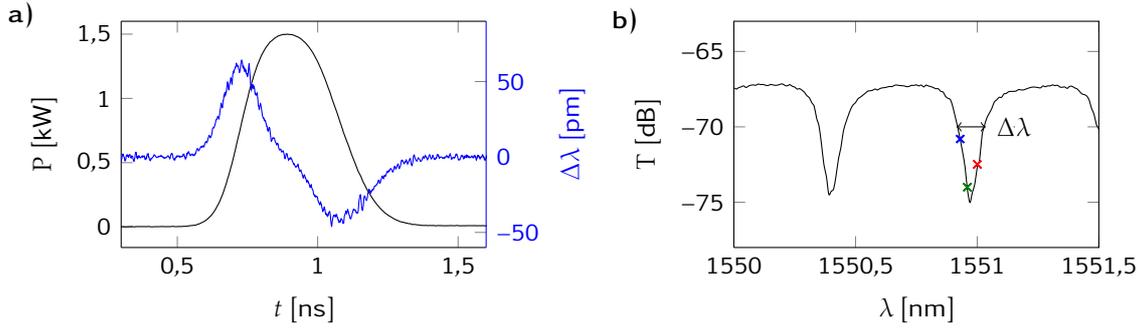


Figure 3.10 – a) L'impulsion initiale envoyée à l'entrée du résonateur et son élargissement spectral dû à l'automodulation de phase pour une longueur de propagation de 1 m dans une fibre de silice SMF. L'élargissement maximal est de l'ordre de 0,1 nm, comparable à la largeur des résonances. b) Spectre de transmission du résonateur étudié, les trois positions repérées par des croix colorées correspondant aux signaux temporels de la figure 3.9.

résonance de manière à ce que :

$$\delta\omega_{\text{SPM}} \ll \delta\omega_{\text{res}} \quad (3.5)$$

L'élargissement non linéaire vaut par définition :

$$\delta\omega_{\text{SPM}} = \gamma_r L_r \frac{\partial P_{\text{int}}}{\partial t} + \gamma_p L_p \frac{\partial P_{\text{int}}}{\partial t} \quad (3.6a)$$

$$\sim \gamma_r L_r \frac{FP}{T} + \gamma_p L_p \frac{P}{T} \quad (3.6b)$$

où L_p est la longueur de propagation dans la fibre de transport (SMF) et L_r correspond à la longueur du résonateur et vaut naturellement $L_r = \pi D$. γ_r et γ_p sont donc les coefficients non linéaires effectifs de la microfibre et de la fibre de transport, respectivement. P est la puissance à l'entrée du résonateur, F la finesse de celui-ci et T la largeur temporelle de l'impulsion.

Comme nous souhaitons avoir un déphasage non linéaire important dans le résonateur, on doit également vérifier :

$$\gamma_r F L_r P \sim 1 \quad (3.7)$$

Ainsi, l'élargissement dû à l'automodulation de phase sera évalué à :

$$\delta\omega_{\text{SPM}} \sim \frac{1}{T} \left(1 + \frac{\gamma_p L_p}{\gamma_r F L_r} \right) \quad (3.8)$$

La finesse étant le rapport de l'intervalle spectral libre sur la largeur à mi hauteur de la résonance, on en déduit que :

$$\delta\omega_{\text{res}} = \frac{2\pi c}{n_{\text{eff}} L_r F} \sim \frac{c}{L_r F} \quad (3.9)$$

La condition de l'équation 3.5 impose donc :

$$cT \gg L_r F + \frac{\gamma_p}{\gamma_r} L_p \quad (3.10)$$

Cette condition ressemble beaucoup à l'un des critères que nous avons établi pour la source, que l'impulsion devait être plus grande que la taille effective de la cavité, avec un terme supplémentaire dû à la longueur de propagation depuis la source jusqu'à l'entrée du résonateur. Pour un mètre de fibre et 2 cm de microfibres, l'impulsion doit être longue devant 700 ns. L'impulsion devra donc faire plus d'une nanoseconde pour pouvoir s'affranchir de l'automodulation de phase, ce qui n'est clairement pas le cas dans le dispositif actuel.

Afin de remédier à ce problème, nous avons essayé de remplacer le générateur d'impulsions électriques de 400 ps par un autre produisant des signaux de 10 ns de large. Il nous fallait également réduire le taux de répétition de manière à conserver une puissance moyenne faible et une grande puissance crête. Cependant, les amplificateurs optiques ne sont pas très performants pour de telles durées d'impulsions et surtout pour de tels taux de répétition, de l'ordre du kHz. Ainsi, nous ne sommes pas parvenus à atteindre des puissances suffisantes en sortie de la source ainsi modifiée, ni à conserver un spectre de raie suffisamment démarquée au dessus du niveau de l'émission spontanée de l'amplificateur. La solution que nous avons donc envisagée consiste à utiliser de nouveaux verres plus non linéaires pour les microfibres, de manière à diminuer les puissances crêtes nécessaires, et ainsi l'automodulation de phase dans la fibre de transport, toujours en silice. Nous étudierons les propriétés de ces verres dans le chapitre 4

3.4 Génération de la troisième harmonique

3.4.1 Expériences

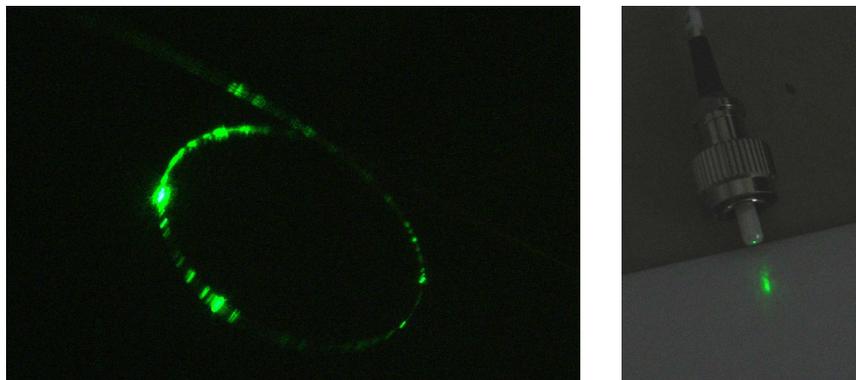


Figure 3.11 – 2 photographies d'émission de la troisième harmonique, par des particules collées sur la microfibre pour la première, et en bout de fibre, ce qui signifie que l'émission verte a été couplée dans un des modes de propagation de la fibre et s'est propagée dans la microfibre, la jonction conique et enfin la fibre de transport macroscopique.

Lors de nos expériences, et pour une puissance crête supérieure au kW, nous avons eu la surprise d'observer la conversion du signal laser en lumière verte dans les microfibres de silice (voir figure 3.11). Ce signal vert était visible soit par diffusion observée à la loupe binoculaire, soit au niveau du connecteur de sortie. La source utilisée étant celle

décrite en section 3.2, à une longueur d'onde d'environ $\lambda_p \simeq 1550\text{ nm}$, nous avons pensé qu'il pouvait s'agir de la génération de la troisième harmonique à une longueur d'onde $\lambda_s = \lambda_p/3 \simeq 520\text{ nm}$.

La génération de la troisième harmonique peut être obtenue soit par triplement direct de la fréquence pompe par la non linéarité Kerr $\chi^{(3)}(\omega + \omega + \omega) = 3\omega$, soit par doublage de fréquence puis addition $\chi^{(2)}(\omega + \omega) = 2\omega$; $\chi^{(2)}(\omega + 2\omega) = 3\omega$. Dans les matériaux isotropes tels que les verres, la non linéarité d'ordre 2 est nulle ($\chi^{(2)} = 0$), et à priori seule la première possibilité est à envisager.

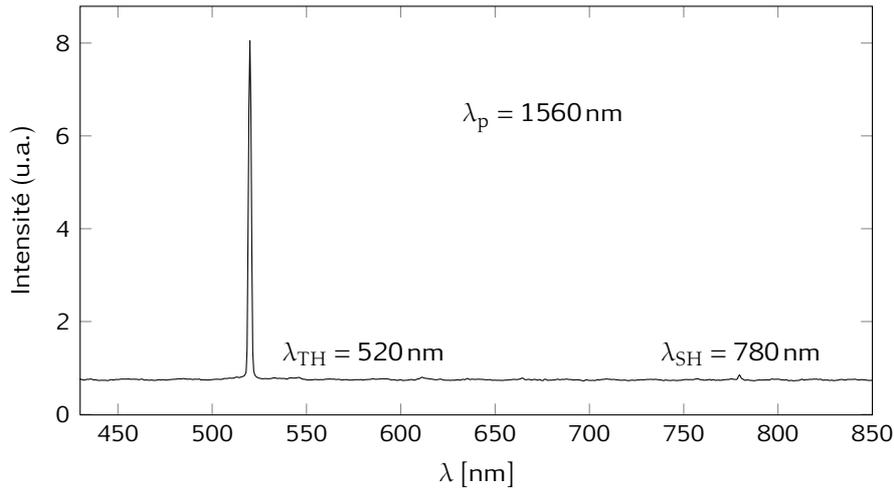


Figure 3.12 – Spectre en sortie de la microfibre. Le signal de génération de la troisième harmonique est bien visible, et un faible pic d'harmonique seconde est également présent.

Les spectres obtenus (figure 3.12) en sortie de la microfibre montrent clairement que l'on est bien en présence de triplement de fréquence, avec une raie unique, image de la raie d'excitation à 1550 nm. En accordant la longueur d'onde du laser de pompe, nous avons pu obtenir une émission comprise entre 516 nm et 521 nm. Une faible émission à la longueur d'onde de pompe divisée par 2, $\lambda = 780\text{ nm}$, est également visible. La génération de la seconde harmonique faisant intervenir la non linéarité du deuxième ordre, elle n'est généralement pas possible dans le verre. Cependant, des effets de surface peuvent permettre le doublage de fréquence et expliquer notre observation [104, 105].

En sortie de fibre, on mesure des puissances de l'ordre de la dizaine de nW dans le visible, pour une puissance de pompe moyenne de l'ordre de 10 mW. Les variations des puissances dans la troisième harmonique sont données en figure 3.13 et montrent des croissances proches de la forme théorique en P_p^3 . À 1555 nm, la puissance maximale dans le vert est de 11,7 nW pour 27 mW de puissance de pompe, correspondant à une efficacité de conversion de 5×10^{-6} . Ce chiffre est légèrement supérieur à celui obtenu par Grubsky [105] avec une pompe à 1064 nm.

La source est capable de fournir une puissance supérieure, mais la microfibre ne supporte généralement pas un tel flux, et la moindre poussière la brise en absorbant la lumière et en chauffant. Afin d'obtenir plus de conversion, il faut donc étudier plus en détail le processus de génération de la troisième harmonique.

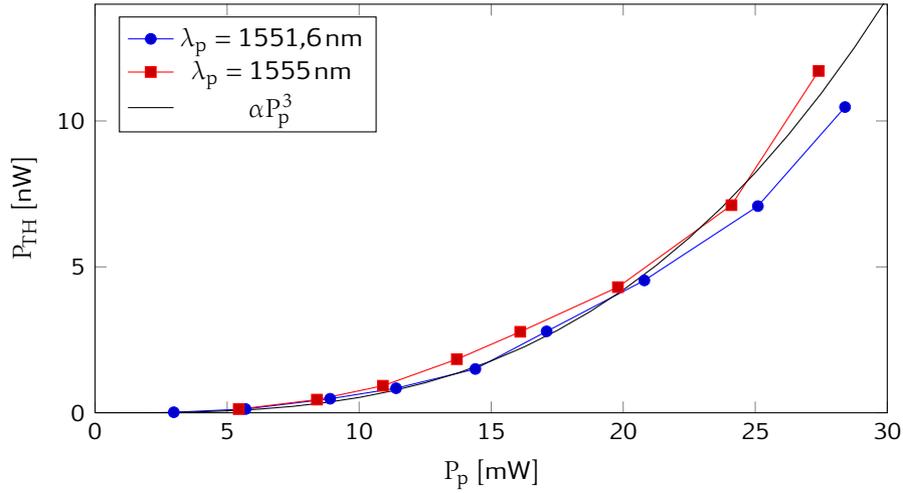


Figure 3.13 – Variation de la puissance dans la troisième harmonique en fonction de la puissance de pompe moyenne. Ces deux puissances sont mesurées en sortie de fibre, après la microfibre.

3.4.2 Modélisation

Le calcul théorique de la génération de la troisième harmonique pour des modes guidés est présenté dans les travaux de Grubsky [106]. Les grandes lignes de ce calcul sont présentées ici, afin de dégager les paramètres importants de ce processus, pour en améliorer l'efficacité.

Dans le cadre de la génération de la troisième harmonique, les champs électriques et magnétiques à l'intérieur du guide peuvent s'écrire comme la somme des modes à chaque pulsation ω_j , $j \in \{1,3\}$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1,3} \frac{a_j Z_0^{1/2}}{2} \mathbf{F}_j(\mathbf{r}_\perp) e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} + \text{c.c.} \quad (3.11a)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1,3} \frac{a_j Z_0^{-1/2}}{2} \mathbf{G}_j(\mathbf{r}_\perp) e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} + \text{c.c.} \quad (3.11b)$$

où l'impédance du vide $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ est utilisée pour que les profils transverses des modes \mathbf{F} et \mathbf{G} aient la même unité. Comme précédemment, les β_j sont les constantes de propagation des deux modes, et on a $\omega_3 = 3\omega_1$. La normalisation de chaque mode est choisie ainsi :

$$\frac{1}{4} \int_{A_\infty} (\mathbf{F}_j \wedge \mathbf{G}_j^* + \mathbf{F}_j^* \wedge \mathbf{G}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} dS = 1 \quad (3.12)$$

où A_∞ est la section transverse infinie du mode. La puissance optique transmise par la microfibre vaut ainsi :

$$P(z, t) = \int_{A_\infty} \langle \mathbf{E} \wedge \mathbf{H} \rangle_t \cdot \hat{\mathbf{z}} dS = \sum_{j=1,3} \frac{a_j^2}{4} \int_{A_\infty} (\mathbf{F}_j \wedge \mathbf{G}_j^* + \mathbf{F}_j^* \wedge \mathbf{G}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} dS = \sum_{j=1,3} a_j^2 \quad (3.13)$$

Les deux modes étant bornés, on peut appliquer le théorème de réciprocity [107] au champ dans la cavité pour déterminer la variation de l'enveloppe avec la distance de propagation :

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{G}^* + \mathbf{E}^* \wedge \mathbf{G}) \cdot \hat{\mathbf{z}} dS = \int_{A_\infty} \text{div}(\mathbf{E} \wedge \mathbf{G}^* + \mathbf{E}^* \wedge \mathbf{G}) dS \quad (3.14a)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial a_j^2}{\partial z} = - \int_{A_\infty} \langle \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{J} \rangle_t dS \quad (3.14b)$$

Dans notre cas, le terme de source \mathbf{J} se réduit à la dérivée temporelle de la polarisation non linéaire, de sorte que l'équation 3.14b devient :

$$\frac{\partial a_j}{\partial z} = - \frac{Z_0}{2} \int_{A_\infty} \left\langle e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} \mathbf{F}^* \cdot \frac{\partial \mathbf{P}_{nl}}{\partial t} \right\rangle_t dS \quad (3.15)$$

Dans la microfibre, la non linéarité n'est due qu'à l'effet Kerr :

$$\mathbf{P}_{nl} = \epsilon_0 \chi^{(3)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \quad (3.16)$$

En dérivant cette dernière expression, en la substituant dans l'équation 3.15 et en ne sélectionnant que les termes à la pulsation ω_1 ou $3\omega_1$, on obtient :

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} = in_2 \frac{\omega_1}{c} \left[(J_1 |a_1|^2 + 2J_2 |a_3|^2) a_1 + J_3 a_1^2 a_3 e^{i\delta\beta z} \right] \quad (3.17a)$$

$$\frac{\partial a_3}{\partial z} = in_2 \frac{\omega_1}{c} \left[(6J_2 |a_1|^2 + 3J_4 |a_3|^2) a_3 + J_3^* a_1^3 e^{-i\delta\beta z} \right] \quad (3.17b)$$

où $n_2 = 3/16 \chi^{(3)} Z_0$ est l'indice non linéaire de la fibre. Le terme de couplage entre les deux modes fait intervenir la différence entre les constantes de propagation des deux modes $\delta\beta = \beta_3 - 3\beta_1$. Les constantes J_j sont les intégrales de recouvrement entre modes définies comme suit :

$$J_1 = \frac{1}{3} \int_{A_{nl}} (2|\mathbf{F}_1|^4 + |\mathbf{F}_1^2|^4) dS \quad (3.18a)$$

$$J_2 = \frac{1}{3} \int_{A_{nl}} (|\mathbf{F}_1|^2 |\mathbf{F}_3|^2 + |\mathbf{F}_1 \cdot \mathbf{F}_3|^2 + |\mathbf{F}_1 \cdot \mathbf{F}_3^*|^2) dS \quad (3.18b)$$

$$J_3 = \int_{A_{nl}} (\mathbf{F}_1^* \cdot \mathbf{F}_3) (\mathbf{F}_1^* \cdot \mathbf{F}_1^*) dS \quad (3.18c)$$

$$J_4 = \frac{1}{3} \int_{A_{nl}} (2|\mathbf{F}_3|^4 + |\mathbf{F}_3^2|^2) dS \quad (3.18d)$$

La génération de troisième harmonique étant généralement peu efficace, on peut faire l'hypothèse que $|a_1|^2 \gg |a_3|^2$ et l'équation 3.17b se résout pour calculer la puissance à la pulsation $3\omega_1$:

$$P_3(z) = P_0^3 \left(\frac{2\omega_1 n_2 |J_3|}{\delta\beta c} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\delta\beta z}{2} \right) \quad (3.19)$$

où $\delta\tilde{\beta} = \delta\beta + 3\omega_1/cn_2(2J_2 - J_1)P_0$ est la différence des constantes de propagation additionnée des effets de modulation de phase. Ici, P_0 est la puissance de pompe, à la fréquence ω_1 , et on retrouve la dépendance cubique que nous avons constatée expérimentalement. En moyennant sur la propagation de l'onde, on obtient l'efficacité moyenne de génération de la troisième harmonique :

$$\frac{\langle P_3 \rangle_z}{P_0} = 2 \left(\frac{n_2 |J_3| P_0 \omega_1}{c \delta\tilde{\beta}} \right)^2 \quad (3.20)$$

Ainsi, pour générer efficacement la troisième harmonique, il faudra une différence de constantes de propagation $\delta\tilde{\beta}$ la plus faible possible. En supposant que les effets d'automodulation de phase et de modulation de phases croisées sont faibles, la condition d'accord de phase revient à $n_{\text{eff}}(\omega_1) = n_{\text{eff}}(3\omega_1)$. Il faudra également que l'intégrale de recouvrement J_3 soit maximale. Ce paramètre sera ajusté en choisissant les modes qui seront utilisés. On note également que l'efficacité augmente avec l'indice non linéaire ; on pourra donc envisager une génération de la troisième harmonique plus efficace dans des microfibres de tellure ou de chalcogénure.

Idéalement, afin d'avoir un recouvrement maximal entre les deux modes, il faudrait que le faisceau de pompe et celui de la troisième harmonique soient tous deux dans leur mode fondamental respectif. Cependant, l'indice du verre augmente quand la longueur d'onde diminue, et le mode étant plus confiné à basse longueur d'onde, l'indice effectif vu par la troisième harmonique sera toujours plus élevé que celui du mode fondamental de la pompe. On ne pourra donc pas avoir accord de phase entre les deux modes fondamentaux.

La solution consiste à coupler la troisième harmonique dans un mode d'ordre supérieur choisi de manière à ce que l'intégrale de recouvrement soit maximale. Seuls certains modes présentent une intégrale de recouvrement J_3 non nulle avec le mode HE_{11} ; en particulier, les modes EH_{11} , HE_{31} et HE_{12} ont un recouvrement important, ce dernier étant le maximum. Certains modes d'ordres supérieurs présentent également un recouvrement non nul pour des diamètres plus grands, mais l'intégrale J_3 est nettement plus faible que pour le mode HE_{12} . La figure 3.14 montre les variations des indices effectifs pour ces modes à la fréquence $3\omega_1$, ainsi que celui du mode HE_{11} à la longueur d'onde $\lambda = 1560\text{nm}$. La condition d'accord des constantes de propagation se produit lorsque les courbes se croisent, et on peut alors calculer l'intégrale de recouvrement J_3 entre les deux modes. Ces résultats ainsi que les diamètres d'accord de phase sont regroupés dans le tableau 3.1.

3.4.3 Interprétation des résultats expérimentaux

En considérant un couplage vers le mode HE_{12} , le diamètre d'accord de phase est calculé à 765nm. Ce diamètre est faible par rapport au diamètre idéal avec lequel nous travaillons habituellement, mais il reste aisé d'obtenir des microfibres de silice de cette taille. Au vue des efficacités de conversion mesurées, et sachant que l'on n'obtient aucune troisième harmonique pour des microfibres plus grosses, on peut raisonnablement conclure qu'il y a bien accord des constantes de propagation dans la microfibre.

Des résultats expérimentaux similaires avaient été obtenus par Grubsky à 1064nm avec un dispositif contrôlé par ordinateur afin d'arrêter l'étirage au moment précis où ap-

Table 3.1 – Valeurs des diamètres d'accord de phase, des indices effectifs et des intégrales de recouvrement pour différents modes de la troisième harmonique. Pour les modes EH_{21} , HE_{41} et HE_{22} , le résultat de l'intégration numérique montre que l'intégrale est nulle pour des raisons de symétrie.

Mode	d	n_{eff}	$J_3 [\mu\text{m}^{-2}]$
EH_{11}	625 nm	1,03	0,863
HE_{31}	717 nm	1,06	0,25
HE_{12}	766 nm	1,08	1
EH_{21}	1,15 μm	1,22	$1,5 \times 10^{-16}$
HE_{41}	1,31 μm	1,26	$3,3 \times 10^{-17}$
HE_{22}	1,91 μm	1,34	$4,6 \times 10^{-17}$
EH_{31}	2,5 μm	1,38	$4,5 \times 10^{-4}$
HE_{51}	2,59 μm	1,39	$3,5 \times 10^{-5}$

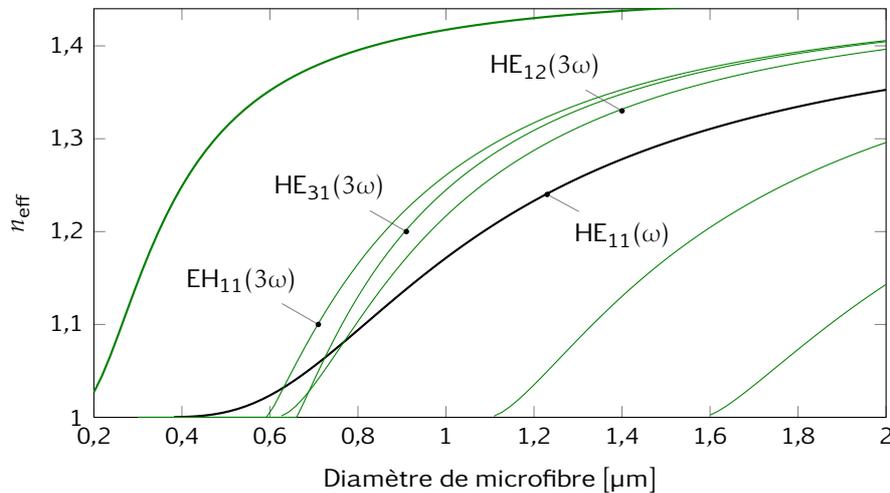


Figure 3.14 – Variation des indices des différents modes HE_{1n} et EH_{1n} , ainsi que du mode HE_{31} à $\lambda = 520\text{nm}$ avec le diamètre. L'indice du mode fondamental à 1560nm est également représenté en trait noir.

parait la troisième harmonique [105]. En effet, dans ses expériences, l'émission à 355nm apparaît brutalement lorsque le diamètre d'accord de phase est atteint, puis disparaît très rapidement également lorsque le diamètre est diminué. Dans notre cas, l'étirage étant réalisé à la main, il n'est pas possible de s'arrêter précisément lorsque la partie la plus fine de la microfibre atteint le diamètre d'accord de phase. Cependant, les efficacités de conversion mesurées sont similaires, et l'expérience est reproductible, pour des microfibres suffisamment fines.

Dans une microfibre de silice biconique telle que nous les fabriquons, il y a toujours au moins deux endroits pour lesquels le diamètre correspond à l'accord de phase, pourvu que la *waist* soit plus fin que ce dernier. Ainsi, pour une microfibre suffisamment étirée, les deux endroits où le diamètre permet l'accord des constantes de propagation suffisent à permettre la conversion de la troisième harmonique.

J'ai eu l'occasion de présenter ces résultats et explications à la conférence CLEO Eu-

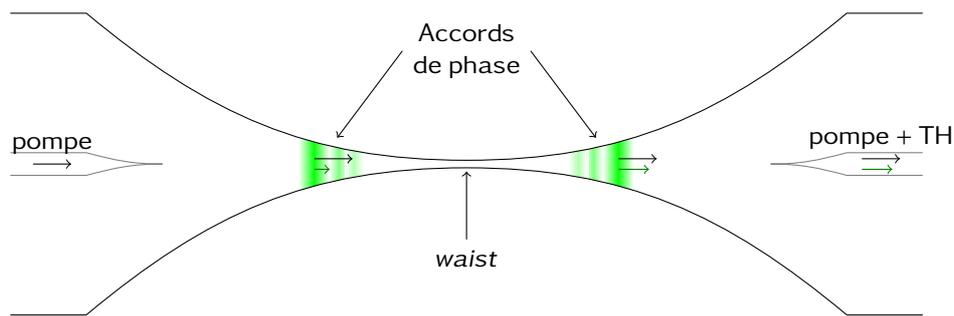


Figure 3.15 – Génération de la troisième harmonique dans une microfibre dont le diamètre minimal est plus faible que le diamètre d'accord des constantes de propagation.

rope en 2009, et de discuter avec Konstantin Karapetyan de l'université de Bonn en Allemagne. Son objectif était de réaliser la génération de signaux ultraviolets dans les microfibres. En 2010, son équipe publie un travail [108] dans lequel ils parviennent à mesurer le diamètre minimal d'une microfibre en déterminant la plus petite longueur d'onde permettant l'apparition des harmoniques (deuxième et troisième) et en utilisant la condition d'accord de phase.

Conclusion

Dans ce chapitre consacré aux non linéarités dans les microfibres de silice, nous avons vu quels effets non linéaires nous pouvions espérer observer dans des résonateurs, et comment. Les intéressantes déformations attendues n'ont cependant pas été observées expérimentalement, et montrent, après interprétation, que seuls des matériaux plus non linéaires nous permettraient de découpler les effets non linéaires de la fibre de transport de ceux ayant lieu dans la zone active. Pour ces expériences, nous avons par ailleurs dû construire une source optique fibrée adaptée car inexistante dans le commerce. Cette source produit des impulsions de 1 kW crête avec une faible puissance moyenne et une faible largeur spectrale.

Nous avons cependant pu obtenir un effet non linéaire très intéressant dans des microfibres de silice : la génération de la troisième harmonique avec de bons taux de conversion. Cette génération est efficace grâce à un accord de phase entre le mode fondamental du faisceau pompe et des modes d'ordres supérieurs de la troisième harmonique. Du fait de notre technique d'étrépage, cet accord de phase se produit en deux endroits situés de part et d'autre du *waist* de la microfibre, pour un diamètre particulier.

Bibliographie

- [98] A. Coillet, G. Vienne et P. Grelu, « Potentialities of glass air-clad micro- and nano-fibers for nonlinear optics », *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** 3, 394 (2010).
- [99] H. M. Gibbs, *Optical bistability : Controlling light with light*, Orlando, FL, Academic Press, Inc. (1985).
- [100] B. Crosignani, B. Daino, P. D. Porto et S. Wabnitz, « Optical multistability in a fiber-optic passive-loop resonator », *Optics Communications*, **59** 4, 309 (1986).
- [101] N. J. Doran et D. Wood, « Nonlinear-optical loop mirror », *Opt. Lett.*, **13** 1, 56 (1988).
- [102] G. Vienne, P. Grelu, X. Pan, Y. Li et L. Tong, « Theoretical study of microfiber resonator devices exploiting a phase shift », *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, **10**, 025303 (2008).
- [103] G. Vienne, Y. Li, L. Tong et P. Grelu, « Observation of a nonlinear microfiber resonator », *Opt. Lett.*, **33** 13, 1500 (2008).
- [104] R. W. Terhune et D. A. Weinberger, « Second-harmonic generation in fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, **4** 5, 661 (1987).
- [105] V. Grubsky et J. Feinberg, « Phase-matched third-harmonic uv generation using low-order modes in a glass micro-fiber », *Optics Communications*, **274**, 447–450 (2007).
- [106] V. Grubsky et A. Savchenko, « Glass micro-fibers for efficient third harmonic generation », *Opt. Express*, **13** 18, 6798 (2005).
- [107] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall, New York (1983).
- [108] U. Wiedemann, K. Karapetyan, C. Dan, D. Pritzkau, W. Alt, S. Irsen et D. Meschede, « Measurement of submicrometre diameters of tapered optical fibres using harmonic generation », *Opt. Express*, **18** 8, 7693 (2010).

Chapitre 4

Verres spéciaux

LES effets non linéaires que nous avons pu observer précédemment sont d'un grand intérêt du point de vue applicatif comme du point de vue fondamental, mais restent limités par le faible indice non linéaire de la silice. Les puissances requises sont encore trop importantes, et la non linéarité accumulée dans la fibre de transport n'est pas suffisamment négligeable devant celle due au dispositif seul. Nous nous sommes donc intéressé à certains verres présentant des non linéarités plus élevées que dans la silice afin de poursuivre notre étude sur l'effet Kerr dans les microfibres optiques.

4.1 Matériaux et propriétés optiques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 sur la fabrication des microfibres, un grand nombre de matériaux peuvent être étirés en micro ou nano fils. Certains d'entre eux présentent des propriétés optiques originales qui peuvent être exploitées simplement grâce aux microfibres. Durant ma thèse, nous nous sommes concentrés sur deux de ces aspects : la non linéarité et la conversion de fréquence.

4.1.1 Non linéarité

Dans le chapitre 3 sur les non linéarités dans les microfibres de silice, nous avons pu voir que l'obtention d'un effet non linéaire significatif sur des longueurs inférieures au centimètre demande une puissance optique très importante. Plus particulièrement, on constate que le rapport 100 entre la non linéarité effective dans la microfibre et celle dans la fibre de transport n'est pas suffisant pour pouvoir négliger cette dernière dans nos descriptions.

L'idéal serait de travailler avec des microfibres en matériau très non linéaire, permettant d'utiliser des puissances optiques relativement faibles. La fibre de transport restant une fibre de silice standard, l'effet non linéaire accumulé dans celle-ci serait donc négligeable, du fait des faibles puissances mises en jeu.

Il existe un grand nombre de matériaux présentant des non linéarités susceptibles de nous intéresser. Quelques exemples sont donnés en table 4.1 accompagnés des ordres de grandeurs de leurs indices linéaires et non linéaires. Les valeurs indiquées ne sont que des tendances globales, les propriétés optiques évoluant largement avec la composition exacte. La loi empirique de Miller [109, 110] prévoit que la susceptibilité d'ordre trois de nombreux matériaux dépend de la susceptibilité linéaire selon la relation :

$$\chi^{(3)} \simeq [\chi^{(1)}]^4 10^{-10} \text{ (esu)} \quad (4.1)$$

Table 4.1 – Indices linéaires et non linéaires de quelques verres [110–112] et polymères à la longueur d’onde télécom $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Matériaux	Composition	Indice	$n_2 [10^{-20} \text{m}^2 \text{W}^{-1}]$	Transmission
Silice	SiO_2	1,45	2,7	0,17-2,4 μm
Verres fluorés	$\text{ZrF}_4, \text{BaF}_2$	1,5	3,3	0,3-7 μm
Silicate de plomb	PbO, SiO_2	1,8	40	
Tellurites	TeO_2	2	50	0,35-6 μm
Chalcogénure	As_2S_3	2,4	500	0,6-10 μm
Chalcogénure	As_2Se_3	2,8	2500	0,8-12 μm
Polymères	Organique	1 – 3	$\lesssim 20\,000$	

Ainsi, un verre très non linéaire aura également un indice élevé. De manière générale, les atomes ou les ions lourds augmentent la polarisabilité et l’indice non linéaire. Cependant, cette loi n’est pas valable pour les polymères, la cause de la non linéarité n’étant pas la même pour ces derniers.

Polymères Dans le tableau 4.1, apparaît le nom générique de polymères qui regroupe un grand nombre de matériaux organiques avec des caractéristiques très variées. Leurs propriétés dépendent fortement des arrangements moléculaires utilisés, et des indices non linéaires pouvant aller jusqu’à $10^{-15} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$ [112] ont été obtenus pour certains polymères conjugués. Dans ceux-ci, la chaîne carbonée principale est alternativement constituée de liaisons covalentes σ et de liaisons double $\sigma + \pi$. Les liaisons de type σ assurent la stabilité du squelette de la molécule, et ce sont les liaisons π qui confèrent au polymère sa non linéarité. En effet, le nuage électronique des liaisons π est très étendu spatialement, et peut se déplacer très facilement. Lorsqu’il est soumis à des champs électromagnétiques, cette déformation n’est pas harmonique et se traduit par une forte non linéarité. Une autre particularité de ces polymères est qu’ils ne vérifient pas la loi de variation de l’indice non linéaire avec l’indice linéaire. On pourra donc avoir une très forte non linéarité tout en conservant un indice linéaire proche de celui de la silice. Nous verrons par la suite que cela peut être très avantageux.

La difficulté des polymères réside dans la fabrication des guides optiques [113]. En particulier, il n’est pas encore possible d’obtenir des guides monomode en polymère de forte non linéarité. L’étirage de microfibres présentant des avantages en terme de qualité optique par rapport à la gravure de guides plans, la fabrication et l’étude de microfibres en polymère pourraient se révéler fructueuses et permettrait d’exploiter rapidement et facilement les propriétés non linéaires de ces matériaux.

Verres lourds Le groupe de Frédéric Smektala travaille sur l’élaboration de fibres optiques en verres de tellure ou de chalcogénure, et c’est donc vers ces verres que nous nous sommes orientés pour nos études.

Les verres de tellure fabriqués dans le groupe sont composés à 80 % d’oxyde de tellure TeO_2 , 10 % d’oxyde de zinc ZnO et 10 % d’oxyde de sodium Na_2O . L’indice non linéaire mesuré est de $5 \times 10^{-19} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$ et son indice linéaire de $n = 2,0$. Pour les chalcogénures, la composition choisie est As_2S_3 avec un indice non linéaire de $5 \times 10^{-18} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$ et un indice linéaire de 2,44 [114, 115]. Le fait que l’indice de réfraction soit plus élevé que pour la

silice se traduit par un confinement plus important dans les microfibres. Par exemple, les diamètres critiques en dessous desquels la microfibre est monomode valent $d_c = 685\text{ nm}$ pour les verres de tellure et $d_c = 533\text{ nm}$ pour As_2S_3 . L'aire effective est également réduite, et au final, le coefficient non linéaire γ_{eff} est encore augmenté. La figure 4.1 compare les non linéarités effectives de microfibres de silice, de tellure et de chalcogénure. Ainsi, alors que le rapport entre les indices non linéaires de la silice et du trisulfure d'arsenic est inférieur à 200, le maximum du coefficient non linéaire effectif est plus de 1000 fois plus grand pour As_2S_3 que pour SiO_2 . L'équipe de B. J. Eggleton¹ a mesuré une valeur de $7,8\text{ W}^{-1}\text{ m}^{-1}$ dans une microfibre de $1,9\mu\text{m}$ de diamètre à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ [116], en bon accord avec les simulations présentées ici.

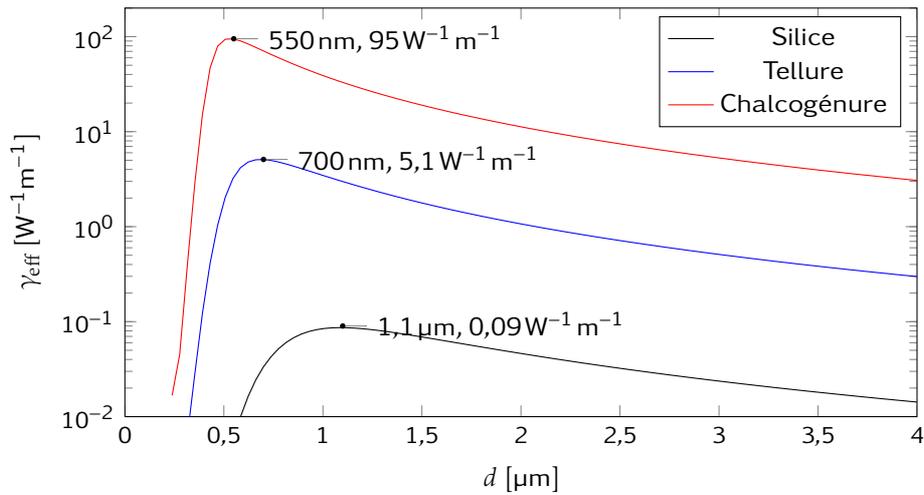


Figure 4.1 – Comparaison des non linéarités effectives dans la silice, les verres de tellure et de chalcogénure à la longueur d'onde télécom $\lambda = 1,55\mu\text{m}$.

Cependant, pour comparer les effets non linéaires dans des matériaux différents, certaines caractéristiques autres que le coefficient de non linéarité deviennent importantes. En particulier, l'absorption de la microfibre va diminuer l'effet non linéaire en réduisant la puissance au fur et à mesure de la propagation. On définit ainsi un premier facteur d'efficacité non linéaire tenant compte de l'absorption :

$$\eta = L_{\text{eff}}\gamma_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \gamma_{\text{eff}} \quad (4.2)$$

où α est le coefficient d'absorption linéaire en m^{-1} . Dans le cas des microfibres, les plus faibles absorption linéaires sont de l'ordre de 1 dB m^{-1} pour des microfibres de silice [117] ou de chalcogénure [116]. Ces résultats indiquent que les pertes sont principalement dues au guide, à un état de surface imparfait ou un diamètre inhomogène. En effet, les pertes de fibres plus conventionnelles sont nettement plus importantes pour le chalcogénure ($0,5\text{ dB m}^{-1}$ [118]) que pour la silice ($0,2\text{ dB km}^{-1}$). D'autre part, les longueurs de microfibres utilisées sont rarement supérieures au centimètre, et avec les valeurs données dans la littérature, la longueur effective sera toujours très proche de la

1. Centre for Ultrahigh-bandwidth Devices for Optical Systems (CUDOS) School of Physics, University of Sydney, Australia

longueur réelle : $L_{\text{eff}} \simeq L$. Pour les microfibres, le facteur d'efficacité non linéaire n'est donc généralement pas un paramètre pertinent.

Un autre paramètre d'importance est la présence ou non d'absorption non linéaire à deux photons. Ce phénomène se produit lorsque l'énergie combinée de deux photons permet à un électron de changer de niveau électronique. Cette absorption sera donc négligeable quand la longueur d'onde de travail sera grande par rapport au double de la longueur d'onde de début de fenêtre de transmission du matériau. La silice est transparente dès 170 nm, et son absorption à deux photons est donc négligeable pour $\lambda = 1550$ nm. Il en va de même pour les verres de tellure, transparents à partir de 350 nm. Pour les verres de chalcogénure à base de soufre (As_2S_3), l'absorption à deux photons n'est plus négligeable mais reste modérée, alors que pour les séléniures d'arsenic, elle est très importante.

L'absorption à deux photons est décrite par la partie imaginaire de la susceptibilité d'ordre trois, et l'évolution de la puissance optique P en fonction de la distance de propagation z s'écrit :

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P - \alpha_2 P^2 \quad (4.3)$$

où l'on n'a considéré que les termes d'absorption linéaire α et non linéaire α_2 . L'absorption à deux photons n'est pas souhaitable dans les fibres optiques, car elle diminue la puissance, et donc l'efficacité des effets non linéaires que nous recherchons. On définit donc un facteur de qualité non linéaire qui compare ces deux grandeurs :

$$\eta_2 = \frac{n_2}{\alpha_2 \lambda} \quad (4.4)$$

Contrairement au facteur d'efficacité η , η_2 ne dépend que du matériau et de la longueur d'onde considérés, pas du guide étudié. Pour la silice et les verres de tellure, η_2 n'est pas défini, dans la mesure où α_2 est extrêmement faible. L'absorption à deux photons ne sera donc pas un problème pour les verres de tellure, et l'on pourra profiter pleinement de leurs indices non linéaires élevés. Pour les verres de chalcogénure à base de soufre, le facteur de qualité non linéaire est supérieur à 10 [119] et l'absorption à deux photons ne jouera de rôle que sur des longueurs de propagation importantes, ce qui n'est a priori pas le cas des microfibres. Pour comparaison, le facteur de qualité du séléniure d'arsenic As_2Se_3 vaut 2 et celui du silicium vaut 0,4 [119]. Dans ces matériaux, on ne pourra donc plus négliger l'absorption à deux photons quelle que soit la géométrie.

Les verres de tellure ou de chalcogénure développés au laboratoire sont donc de très bons candidats pour la réalisation de dispositifs basés sur des effets non linéaires à faible seuil.

4.1.2 Amplification optique

En plus de l'aspect interaction non linéaire, nous avons souhaité nous intéresser aux matériaux luminescents présentant un gain optique important à la longueur d'onde télécom. En particulier, nous souhaitons reproduire les expériences du groupe de Limin Tong de fabrication d'un laser à microfibre en verre dopé aux ions erbium [120].

Pour l'émission autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, les ions erbium Er^{3+} constituent le dopant le plus évident puisqu'il est utilisé dans la plupart des amplificateurs optiques pour les

applications télécom. Ces ions erbium peuvent éventuellement être accompagnés d'ions ytterbium Yb^{3+} afin d'augmenter l'absorption du faisceau de pompage, typiquement à 980 nm. Les niveaux d'énergie mis en jeu ainsi que les mécanismes impliqués dans l'émission et l'absorption de ces ions terres rares sont brièvement rappelés dans le schéma de la figure 4.2.

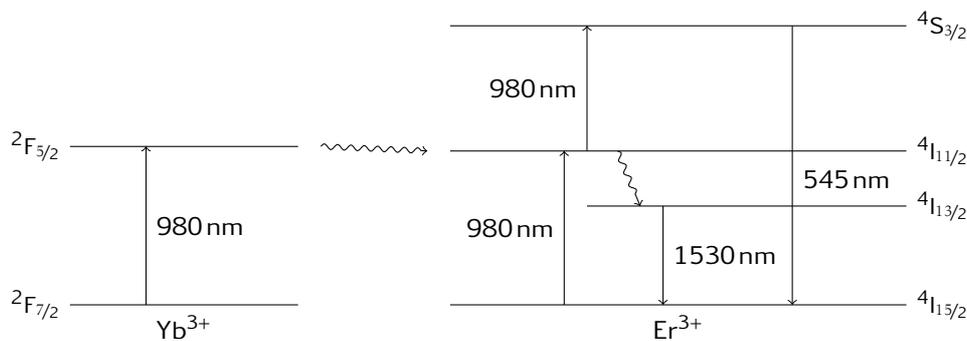


Figure 4.2 – Conversion de fréquences dans un système codopé par des ions Er^{3+} et Yb^{3+} . L'absorption se fait à la longueur d'onde de pompe à 980 nm, et l'émission principale a lieu aux alentours de 1550 nm. Il est également possible d'obtenir de l'émission à 545 nm par absorption de 2 photons pompe.

Des fibres optiques de silice dopées aux ions terres rares sont utilisées dans les amplificateurs optiques. Nous avons donc envisagé de les étirer en microfibres, mais seul le cœur est généralement dopé et le taux de dopant de la microfibre serait trop faible pour obtenir une amplification suffisante. D'autre part, la matrice de silice accepte difficilement des concentrations de dopants supérieures à 2000 ppm, conduisant à des phénomènes de *quenching* avec une amplification optique réduite.

En revanche, des concentrations en ions erbium de l'ordre de 2% peuvent être obtenues sans dégradation de l'amplification dans des verres tels que les verres de phosphate ou de tellure. Par ailleurs, les sections efficaces d'émission et d'absorption sont plus grandes dans les verres d'indices élevés, comme les verres de tellure, et la courbe de gain y est également plus large [121, 122]. Ces verres possèdent également une température de transition vitreuse de l'ordre de 300°C et peuvent donc être facilement étirés grâce au dispositif présenté en section 2.1.3.

Ces verres spéciaux à forte concentration en ions dopants sont encore un sujet de recherches intensives, et nous avons pu essayer les compositions à base de tellure élaborées par l'équipe de Fabienne Pellé². À l'occasion du séjour de Rachid Si-Fodil³ à Dijon, nous avons également pu tester l'étirage de verres de tellure dopés synthétisés par Aïcha Kermaoui dans l'équipe Matériaux de l'USTHB. Les résultats obtenus avec ces verres seront présentés en section 4.3.

2. Université Paris 06, École Nationale Supérieure de Chimie Paris

3. Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumedienne, Alger, Algérie

4.2 Couplage évanescent entre microfibres de matériaux différents

En section 2.5, nous utilisons le champ évanescent des microfibres pour coupler la lumière d'un guide à l'autre. Les microfibres étant du même matériau et de diamètres similaires, les indices effectifs des modes étaient proches et le couplage de l'un à l'autre assez facile à réaliser.

Pour les verres de tellure ou de chalcogénure, le couplage évanescent constitue la solution idéale pour injecter la lumière en début de microfibre et la récupérer en sortie de dispositif. Le schéma expérimental sera alors celui expliqué en figure 4.3 : la sortie d'une source fibrée est envoyée dans une fibre de silice étirée puis couplée par champ évanescent dans la microfibre de verre spécial. En sortie, le procédé inverse est utilisé pour la détection, avec un couplage du signal transformé depuis le verre spécial dans la microfibre de silice, passage dans la partie conique par transition adiabatique et détection par un instrument en bout de fibre optique. Ce type d'expérience nous permet donc de profiter à la fois de la connectivité et de la simplicité d'utilisation des fibres et microfibres de silice d'une part, et des propriétés particulières des verres utilisés d'autre part [123].

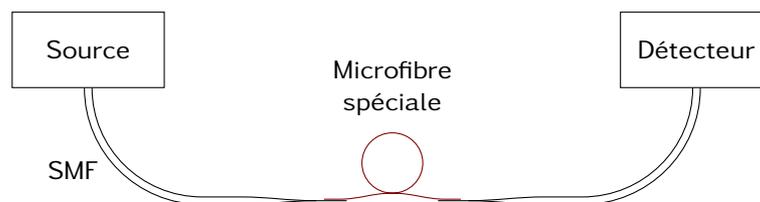


Figure 4.3 – Schéma de la propagation d'un signal lumineux dans une fibre de silice, puis dans une microfibre de silice afin d'être couplé dans la microfibre de tellure ou de chalcogénure. En sortie, le signal est récupéré par couplage évanescent dans une microfibre, puis dans le mode de cœur de la fibre optique par transition adiabatique, avant d'être envoyé sur un détecteur.

Le couplage évanescent impliqué ici doit s'effectuer entre deux microfibres de matériaux et de diamètres différents. Sauf conditions particulières, les indices effectifs des modes guidés (en supposant qu'il s'agisse dans les deux cas du mode fondamental) ont donc de fortes chances d'être très différents, notamment pour un couplage entre la silice et les verres de chalcogénure. Le couplage par champ évanescent n'est donc pas évident dans ces conditions et une étude plus poussée est nécessaire afin de discuter de la faisabilité de cette méthode, ainsi que des paramètres à ajuster afin d'obtenir des coefficients de couplage optimaux.

4.2.1 Théorie des modes couplés

Afin d'étudier qualitativement les couplages entre deux microfibres de matériaux différents, nous utilisons la théorie des modes couplés en guidage faible. Les hypothèses du guidage faible ne sont bien entendu pas vérifiées dans notre cas, cependant les résultats donnés par cette théorie peuvent donner des indications générales sur notre problème. Ils nous permettront également de discuter les résultats des simulations numériques présentées en section 4.2.2

On considère deux microfibres, l'une en silice d'indice $n_s = 1,44$ et l'autre en verre spécial, d'indice n_v , le tout baignant dans l'air d'indice $n_0 = 1$. Les diamètres sont également différents, et notés d_s et d_v . Ces deux microfibres sont parallèles et en contact sur toute leur longueur, comme représenté sur le schéma de la figure 4.4.

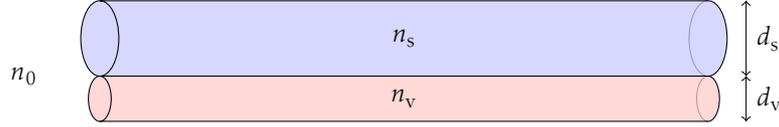


Figure 4.4 – Schéma de l'étude du couplage entre deux microfibres de matériaux différents.

Dans l'approximation de faible guidage, le système d'équations différentielles vérifié par les amplitudes des modes dans l'une et l'autre des microfibres s'écrit :

$$\frac{da_s}{dz} = -iC_{vs}e^{i\Delta\beta z}a_v(z) \quad (4.5)$$

$$\frac{da_v}{dz} = -iC_{sv}e^{-i\Delta\beta z}a_s(z) \quad (4.6)$$

où a_s et a_v sont les amplitudes respectives des modes dans les deux microfibres, $\Delta\beta = \beta_s - \beta_v$ la différence entre les constantes de propagation et C_{sv} et C_{vs} les intégrales de recouvrement :

$$C_{vs} = \frac{k_0^2}{2\beta_s}(n_v^2 - n_0^2) \iint_s f_s(x,y)f_v(x,y) dx dy \quad (4.7)$$

$$C_{sv} = \frac{k_0^2}{2\beta_v}(n_s^2 - n_0^2) \iint_v f_v(x,y)f_s(x,y) dx dy \quad (4.8)$$

Ici, les fonctions f sont les profils transverses des deux modes.

Dans le cas du couplage en entrée de dispositif, toute la lumière provient de la micro-fibre de silice, de sorte que $P_s(0) = P_0$ et $P_v(0) = 0$. Les équations de propagation peuvent alors être résolues pour donner le résultat connu [124] :

$$P_s(z) = P_0 \left[\cos^2 \gamma z + \left(\frac{\Delta\beta}{2\gamma} \right)^2 \sin^2 \gamma z \right] \quad (4.9)$$

$$P_v(z) = P_0 \frac{|C_{vs}|^2}{\gamma^2} \sin^2 \gamma z \quad (4.10)$$

avec $\gamma^2 = (\Delta\beta/2)^2 + C^2$ et $C = \sqrt{C_{sv}C_{vs}}$.

La puissance transférée d'une microfibre à l'autre est d'autant plus grande que la différence entre les constantes de propagation $\Delta\beta$ est faible. Ainsi, la théorie des modes couplés nous suggère que le couplage optimal est obtenu pour des diamètres de micro-fibres correspondant à des indices effectifs identiques, c'est à dire lorsqu'il y a accord de phase entre les deux modes. En considérant que le diamètre de la microfibre de silice est fixé à $d_s = 1,1 \mu\text{m}$, le calcul de la section 1.1.1 nous permet de calculer le diamètre nécessaire pour des fibres de tellure et de chalcogénure. La figure 4.5 reprend l'évolution

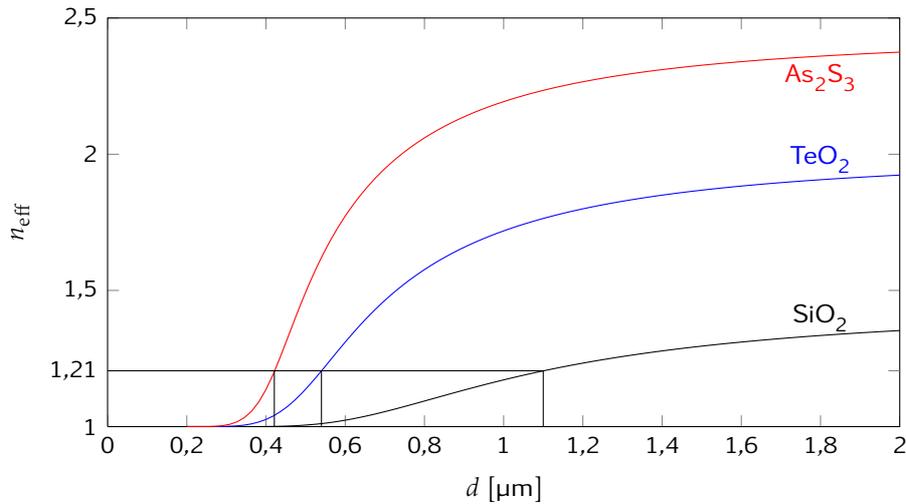


Figure 4.5 – Indices effectifs de microfibres de silice, tellure ou chalcogénure pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Les diamètres permettant d’avoir accord de phase avec une microfibre de silice de $1,1 \mu\text{m}$ sont de 540 nm pour les verres de tellure et 420 nm pour les chalcogénures. Ces deux derniers diamètres sont situés en deçà de l’optimum de non linéarité figurant sur la figure 4.1.

des indices effectifs de ces différents verres et donne les valeurs des diamètres d’accord de phase : 540 nm pour une microfibre en verre de tellure et 420 nm pour une microfibre en verre de chalcogénure.

Pour ces diamètres, on s’attend donc à obtenir une variation sinusoïdale de la puissance couplée dans le deuxième guide avec un contraste de l’ordre de 1. Il faudra ensuite ajuster la longueur de couplage, c’est à dire la distance sur laquelle les deux fibres sont en contact de manière à optimiser le couplage.

4.2.2 Simulations numériques

Malheureusement, l’approche perturbative utilisée dans la section précédente n’est pas valable dans notre cas, car le guidage dans les microfibres n’est pas faible et les sauts d’indices sont très importants. Une analyse exacte du système de deux microfibres en interaction est extrêmement délicate, et une approche numérique semble plus adaptée [125].

Pour cela, nous avons effectué des simulations de la propagation de la lumière dans deux microfibres en contact par la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Dans cette modélisation, les équations de Maxwell sont discrétisées sur un maillage spatial pour déterminer l’évolution des valeurs des champs électromagnétiques après une durée faible dt . Les dérivations temporelles et spatiales sont donc transformées en différences finies. Les microfibres ayant une symétrie cylindrique, un système de deux fibres en contact ne peut s’étudier qu’en trois dimensions, et les simulations sont donc gourmandes en ressources. Au final, les valeurs des différents champs sont obtenues en chaque point du maillage ; cependant, il n’est pas possible d’obtenir directement des informations physiques en terme de modes de propagation ou de coefficients de cou-

plage. Notre objectif étant d'étudier les variations d'efficacité de couplage en fonction des différents paramètres, ces informations qualitatives restent suffisantes.

Pour réaliser ces modélisations, nous avons utilisé le logiciel libre MEEP développé par le *Massachusetts Institute of Technology* [126], en nous inspirant des résultats publiés par l'équipe de Limin Tong [125]. Le système modélisé a déjà été étudié à la section précédente, et nous reprendrons les notations de la figure 4.4. En pratique, une source lumineuse polarisée est modélisée pour exciter le mode HE_{11} de la fibre d'entrée. La propagation de la lumière est alors simulée en calculant les différentes composantes des champs en des temps successifs, et une cartographie de la composante axiale du vecteur de Poynting est obtenue en fin de simulation. Une coupe dans le plan de symétrie contenant les deux microfibres est représentée en figure 4.6 ainsi que la répartition de la permittivité du milieu dans ce plan. Ici, la source est injectée dans une microfibre de tellure de 540 nm de diamètre et couplée dans une fibre silice de 1,1 μm de diamètre.

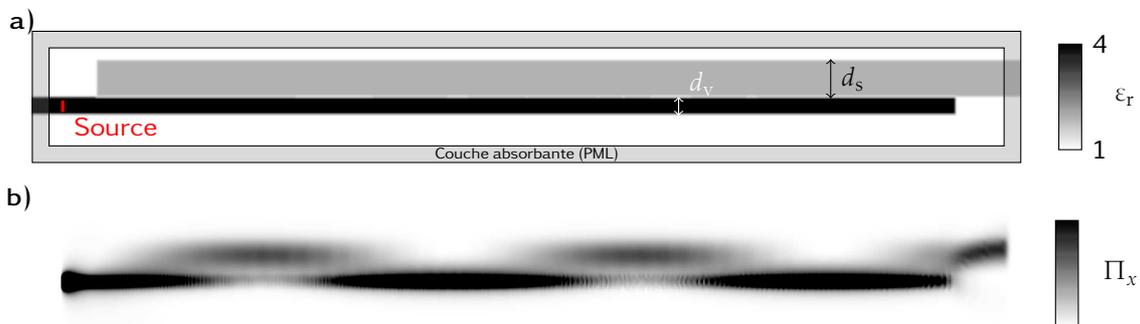


Figure 4.6 – a) Cartographie du champ scalaire de la permittivité ϵ dans le plan de symétrie contenant le centre des deux microfibres. Une couche absorbante de 500 nm est utilisée sur toutes les parois de la simulation, et la source est implantée à 1 μm du bord. b) Cartographie de la composante selon l'axe de propagation du vecteur de Poynting après simulation de la propagation de l'onde lumineuse.

Les simulations numériques révèlent un comportement qualitatif identique à celui décrit par la théorie des modes couplés, avec une dépendance sinusoïdale de la puissance couplée avec la distance de recouvrement entre les deux fibres [125], comme le montre la figure 4.6. La période spatiale de ces oscillations étant de l'ordre du micron, l'ajustement expérimental du contact entre les deux microfibres pour obtenir un couplage optimal devra être effectué grâce à des platines micrométriques.

L'étude par la théorie des modes couplés montre que le couplage n'est efficace que lorsque les constantes de propagation sont identiques. Afin de vérifier cette hypothèse, plusieurs simulations ont été effectuées en faisant varier le diamètre de la microfibre de verre d'indice élevé et en conservant une microfibre de silice de 1,1 μm en sortie. Une valeur approchée du flux du vecteur de Poynting à travers la section transverse à la propagation est alors calculée, avant et après le coupleur, afin de déterminer le taux de couplage (voir figure 4.7). Cette valeur n'est qu'une approximation du flux réel transmis par la microfibre de sortie car il n'est pas possible de discriminer la contribution du mode de propagation de celle des pertes diffusées par le bout de la fibre d'entrée. Néanmoins,

ces rayonnements de fuite sont rapidement absorbés par la couche limite utilisée ici (*perfectly matched layer*) et cette contribution devrait rester faible à quelques microns de la zone de couplage.

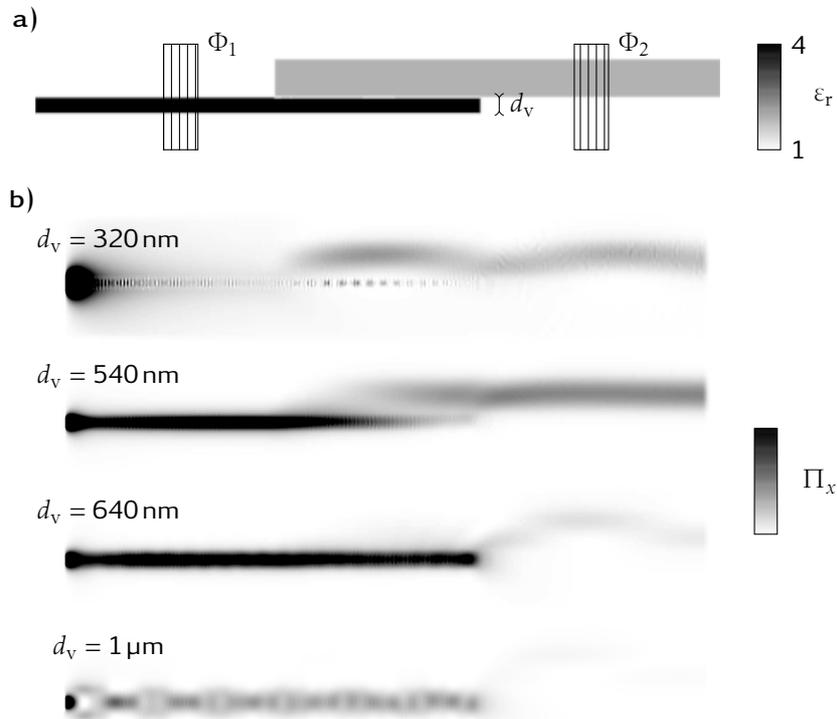


Figure 4.7 – a) Cartographie de la permittivité des matériaux utilisée pour la simulation, b) exemple de résultats obtenus après simulations pour quelques diamètres de fibre de tellure. Les échelles sont normalisées par le flux du vecteur de Poynting à travers la section transverse à la propagation et moyenné dans la zone hachurée Φ_1 de la fibre d'entrée. Le flux de sortie est moyenné sur la zone Φ_2 . Chaque simulation a demandé 5h de travail à un processeur à deux cœurs de 2,2GHz et 1,5Go de mémoire vive.

La répartition des indices est rappelée en figure 4.7 a) ainsi que les zones sur lesquelles les flux du vecteur de Poynting sont moyennés, et les cartographies obtenues sont représentées en figure 4.7 b). Pour des diamètres inférieurs à 400nm, la résolution de la simulation, 20 points par micron, est probablement trop faible pour obtenir un résultat quantitatif ; là encore, c'est le comportement qualitatif qui nous intéressera. La longueur de couplage a été choisie de manière à ce qu'elle soit proche de l'optimum pour la plupart des diamètres de fibre considérés. En effet, la fréquence des oscillations de la lumière d'une fibre à l'autre dépend du désaccord entre les constantes de propagation, et donc du diamètre. Même si ce phénomène est bien visible sur les images de la figure 4.7, notamment entre les diamètres $d_v = 320$ nm et 540 nm, on reste dans les environs de la zone de couplage idéal, et l'efficacité dépendra plus de l'accord de phase entre les deux modes que de la longueur de la zone de recouvrement. Par ailleurs, on remarque pour la fibre de tellure de 1 μ m de diamètre que des modes d'ordres supérieurs sont peuplés dans la

fibre d'entrée mais disparaissent rapidement.

À partir des données des simulations précédentes, le rapport entre les flux des vecteurs de Poynting en sortie et en entrée est calculé. La figure 4.8 donne la variation de ce taux en fonction du diamètre de la microfibre d'entrée, pour des verres de tellure ou de chalcogénure. On observe un maximum de couplage pour un diamètre de microfibre donné, autour de 550 nm pour les verres de tellure et de 420 nm pour les verres de chalcogénure, en bon accord avec les résultats de la théorie des modes couplés. Ce résultat valide donc qualitativement l'approche simplifiée de la théorie des modes couplés et les sauts d'indices élevés du système ne semble pas trop affecter la validité de cette approche [127]. Les taux de couplage maximaux atteignent 0,9, sans qu'un ajustement précis de la longueur de recouvrement n'ait été effectué, ce qui montre qu'un très bon couplage peut être obtenu pour des verres très différents, ouvrant la voie pour l'étude d'effets optiques variés dans ces matériaux.

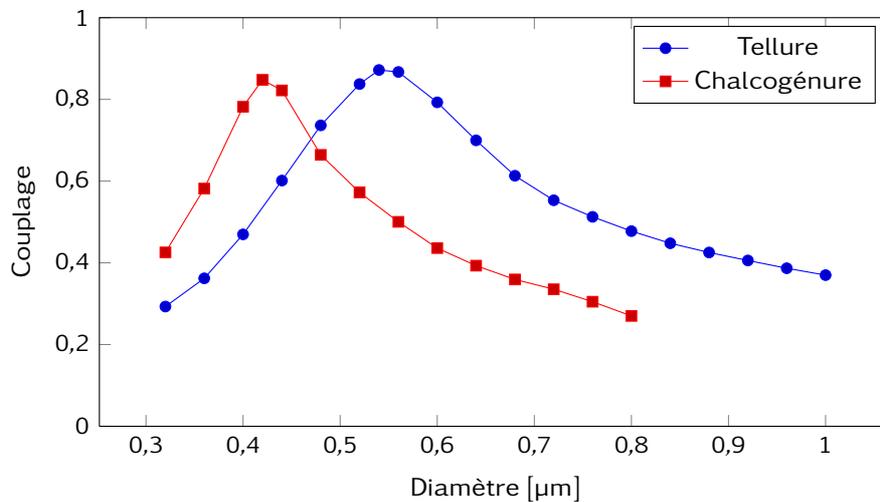


Figure 4.8 – Taux de couplage entre une microfibre d'indice élevé et une microfibre de silice de 1,1 µm de diamètre, en fonction du diamètre de la microfibre d'entrée, pour une longueur d'onde de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Pour le couplage inverse, c'est à dire d'une microfibre de silice de 1,1 µm de diamètre vers une microfibre de verre d'indice élevé, l'évolution du taux de couplage est plus complexe. Pour des diamètres faibles, le couplage augmente avec la taille de la fibre de sortie pour atteindre un maximum pour le diamètre d'accord des constantes de propagation, comme dans le cas précédent. Cependant, pour des diamètres supérieurs, l'existence de modes d'ordres supérieurs dans la microfibre de tellure vient complexifier le problème en permettant un accord de phase avec des modes d'ordres supérieurs. Un exemple de couplage depuis la silice vers une « grosse » microfibre de tellure est donné en figure 4.9. L'aspect non uniforme du champ dans la microfibre de tellure montre qu'il ne s'agit pas d'un mode HE_{11} qui s'y propage. Il est dans ces conditions difficile de définir proprement un taux de couplage comparable pour plusieurs diamètres de microfibres. Néanmoins, le couplage de la lumière semble plus facile dans ce cas, puisque la condition sur les diamètres des microfibres est moins drastique, un accord des constantes de propagation étant la plupart du temps approximativement réalisé avec un des modes d'ordres

supérieurs.



Figure 4.9 – Cartographie de la composante selon l'axe de propagation du vecteur de Poynting pour un couplage depuis la silice ($d_s = 1,1 \mu\text{m}$) vers une microfibre de tellure de 800 nm de diamètre.

4.2.3 Dispositifs hybrides

Le couplage évanescent nous permet donc d'injecter efficacement le signal lumineux dans une microfibre de verre très non linéaire. On peut ainsi envisager l'étude de dispositifs non linéaires similaires à ceux présentés dans le chapitre 3 pour des microfibres de silice ; les puissances mises en jeu seront plus faibles, les effets non linéaires plus visibles, mais la physique sera identique.

Nœud plat hybride On peut également envisager la fabrication de dispositifs hybrides en mêlant des fibres de matériaux divers afin d'en exploiter les propriétés [123]. Par exemple, nous avons pu fabriquer un résonateur à nœud plat composé d'une microfibre de silice et d'une microfibre de chalcogénure (voir figure 4.10) [128]. Une microfibre de silice est étirée sans être brisée, afin de conserver tous ses avantages de connectivité et de transmission, puis une microfibre de chalcogénure est nouée autour de celle-ci, pour boucler le résonateur. La cavité formée est constituée de silice pour une moitié et de chalcogénure pour l'autre moitié et la liaison entre les deux microfibres s'effectue par couplage évanescent. On pourrait également envisager de simplement poser les deux brins de microfibres de silice sur les deux microfibres de chalcogénure, pour former un résonateur en « piste de course » (*race-track resonator*) [129] ; la physique serait identique.

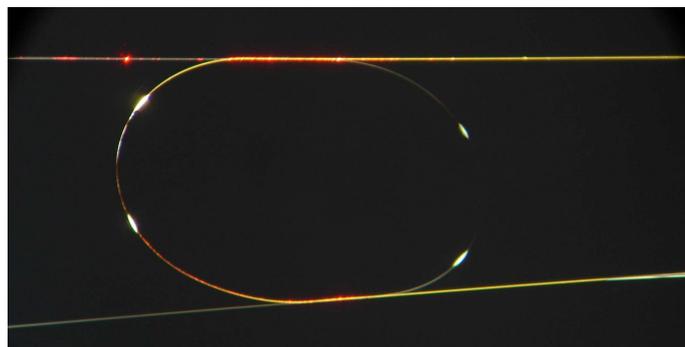


Figure 4.10 – Résonateur en nœud plat constitué d'une microfibre de silice à gauche et d'une microfibre de chalcogénure à droite. La topologie est donnée en figure 2.29.

À cause des difficultés d'étirage des verres de chalcogénure exposées en section 2.1, nous n'avons pas réussi à faire résonner la cavité de la figure 4.10, mais les calculs présentés en figure 4.11 montrent des propriétés optiques intéressantes même à basse puissance. Ainsi, pour des puissances crêtes de 400W, on peut observer un comportement bistable dans un résonateur hybride à 4 ports ayant des paramètres « réalistes » : $K_1 = 0,22$, $K_2 = 0,6$, $a = 0,9$ et des longueurs de microfibres de 2mm pour chacune d'elles. Comme la non linéarité effective de la microfibre de chalcogénure est très grande ($\gamma_{\text{eff}} = 40 \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$) par rapport à celle de la microfibre de silice ($\gamma_{\text{eff}} = 0,09 \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$), le déphasage non linéaire accumulé dans la moitié de la cavité en silice a été négligé.

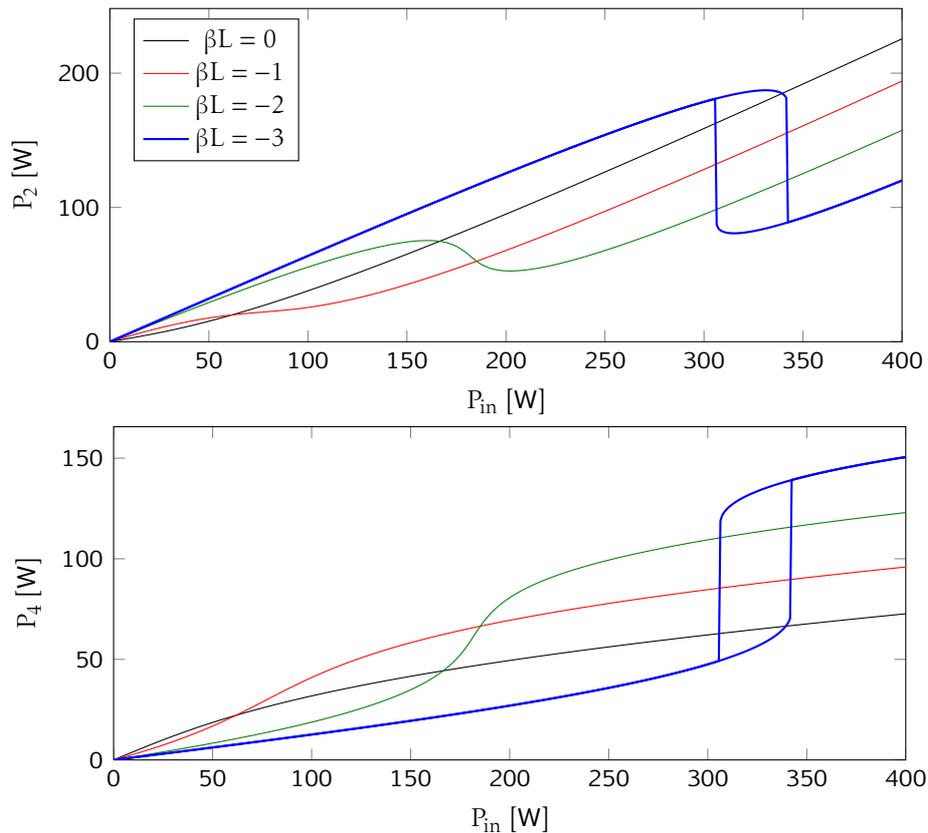


Figure 4.11 – Fonctions de transfert pour le résonateur à nœud plat hybride silice-chalcogénure pour différents désaccords de phase entre la source et les résonances de la cavité. Les notations utilisées sont les mêmes que celles de la figure 3.2, les constantes de couplage sont choisies égales à 0,6 et 0,22 (égales à celles du résonateur expérimental de la figure 2.29), les longueurs sont de 2mm pour la fibre de silice et de chalcogénure, dont la non linéarité est prise égale à $40 \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$, soit la moitié du coefficient non linéaire effectif optimal.

Le résonateur à nœud plat possède deux coupleurs intra cavité et donc deux sources des pertes optiques ; il est donc moins favorable que le résonateur simple (section 3.1) pour obtenir un grand facteur de surtension et donc des effets non linéaires importants. L'utilisation d'une fibre en verre de chalcogénure permet cependant d'obtenir une fonc-

tion de transfert déformée pour des puissances crêtes de l'ordre de la centaine de watt, soit un ordre de grandeur de moins que le résonateur à boucle en silice.

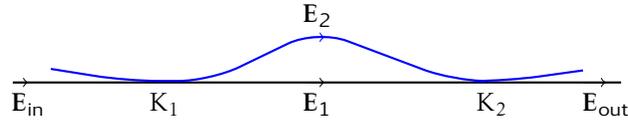


Figure 4.12 – Principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder utilisant une microfibre de silice pour l'injection et la détection du signal, et une microfibre de verre de tellure pour l'aspect non linéaire.

Mach-Zehnder hybride De la même manière, lors du stage de Melissa Luce Moubouessi, nous avons essayé de réaliser un interféromètre de Mach-Zehnder avec un bras en microfibre de verre de tellure, comme représenté en figure 4.12. Là encore, les difficultés d'étirage et de manipulation ne nous ont pas permis d'obtenir de résultats optiques probants, mais les calculs montrent également la possibilité de réaliser une fonction de transfert périodique en puissance. En effet, la fonction de transfert du Mach-Zehnder non linéaire se déduit de celle donnée par l'équation 2.32 en section 2.5.3 en ajoutant un terme de déphasage non linéaire dans la microfibre de verre de tellure :

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = a^4 \left[K_1 K_2 + (1 - K_1)(1 - K_2) - 2\sqrt{K_1 K_2 (1 - K_1)(1 - K_2)} \cos(\varphi - \gamma_{eff} K_1 P_{in} L_1) \right] \quad (4.11)$$

où les notations sont reprises de la figure 4.12 et le coefficient non linéaire est celui de la microfibre de tellure, pris égal à $2 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ dans la suite (l'optimal étant à $5,2 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$). Ainsi, l'amplitude des oscillations de la fonction de transfert est maximale lorsque les deux constantes de couplage sont égales, et le déphasage non linéaire relatif est d'autant plus élevé que le premier coupleur est efficace. Les fonctions de transfert présentées en figure 4.13 ont été calculées pour un interféromètre avec un bras de silice de 5 mm, un bras de verre de tellure de 6 mm et pour trois coupleurs d'entrée différents, la constante de couplage de sortie étant fixée à 0,5. Ce genre de fonctions de transfert est également très recherché pour la remise en forme d'impulsions optiques pour les télécommunications, d'autant plus que ses caractéristiques sont ajustables en changeant la longueur des bras ou l'efficacité des coupleurs.

4.3 Laser

L'effet laser est obtenu grâce à la conjonction de deux phénomènes physiques : l'amplification d'un signal lumineux et la résonance de cette lumière dans une cavité optique. Dans le contexte des microfibres, l'amplification optique est obtenue en utilisant un verre dopé aux ions erbium, afin d'avoir un gain important à la longueur d'onde télécom, et une cavité est en principe facilement réalisée en formant une boucle ou un nœud avec la microfibre, par exemple [130]. Le milieu amplificateur et la cavité sont donc identiques dans notre cas ; on peut ainsi envisager la réalisation de cavités laser efficaces et ultra compactes.

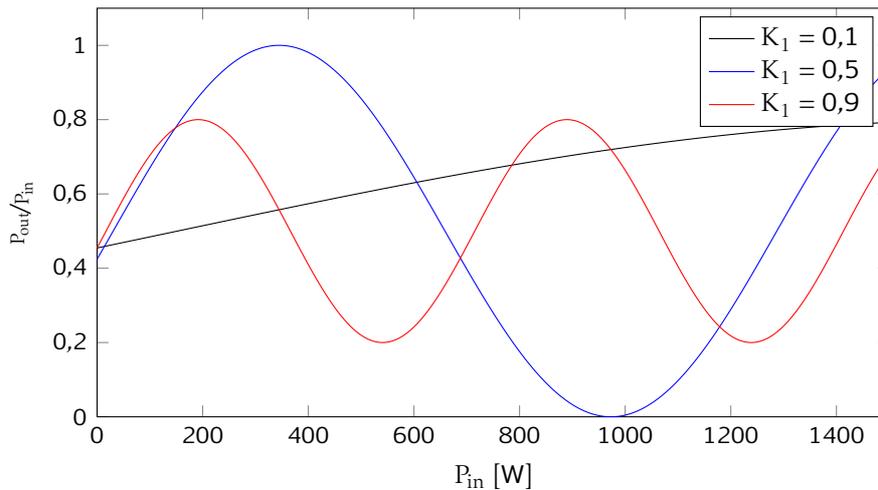


Figure 4.13 – Fonctions de transfert de l'interféromètre de Mach-Zehnder à microfibres pour trois constantes de couplages différentes en entrée du dispositif.

4.3.1 Modèle

Gain Dans une fibre dopée aux ions erbium Er^{3+} , l'amplification optique se fait par absorption d'un faisceau de pompe à 980nm, puis émission à 1550nm stimulée par le signal à amplifier. Ce processus, rappelé en figure 4.14, fait intervenir trois niveaux électroniques de l'ion Er^{3+} , ainsi que deux niveaux de l'ion Yb^{3+} s'il est présent dans la matrice vitreuse.

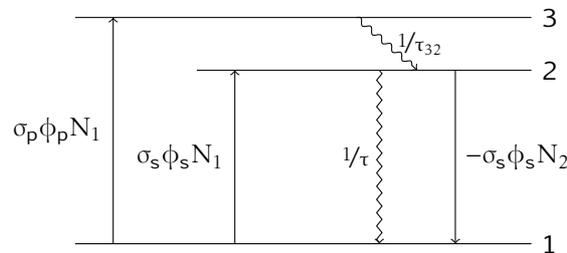


Figure 4.14 – Processus d'absorption, d'émission spontanée et stimulée dans un système à trois niveaux.

Pour un tel système et en supposant que la puissance de pompe reste constante sur toute la longueur de la cavité, les équations d'évolution des populations dans les niveaux électroniques de l'ion erbium s'écrivent :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = \sigma_s \Gamma_s \phi_s (N_1 - N_2) - \frac{N_2}{\tau} + \sigma_p \Gamma_p \phi_p N_1 \quad (4.12)$$

$$N_0 = N_1 + N_2 \quad (4.13)$$

où N_0 , N_1 et N_2 sont les densités de populations globale, dans le niveau fondamental et le deuxième niveau excité, respectivement. Le temps de vie dans le deuxième état excité τ est supposé très grand par rapport à τ_{32} de manière à négliger la population du niveau

3. Les sections efficaces d'absorption et d'émission du faisceau signal sont prises égales à σ_s , et σ_p est la section efficace d'absorption du faisceau pompe. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, une partie non négligeable du champ électromagnétique se trouve à l'extérieur de la microfibre, et ne peut donc pas interagir avec les dopants. Les flux de photons pompe et signal (ϕ_p et ϕ_s) sont donc corrigés de leurs fractions d'intensité dans la fibre Γ_p et Γ_s , respectivement. Avec ces notations, le gain linéique dans la microfibre dopée vaut :

$$g = \Gamma_s \sigma_s (N_2 - N_1) \quad (4.14)$$

avec un gain maximal de $g_{\max} = \Gamma_s \sigma_s N_0$. En considérant une microfibre de tellure dopée avec 1 % molaire d'erbium ($N_0 = 3,8 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$) et de diamètre 700 nm ($\approx d_c$), la fraction de puissance à l'intérieur de la fibre vaut $\Gamma_s = 0,829$, la section efficace d'absorption à 1550 nm est égale à $7 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ [122] et le gain linéique maximal est calculé à 220 m^{-1} .

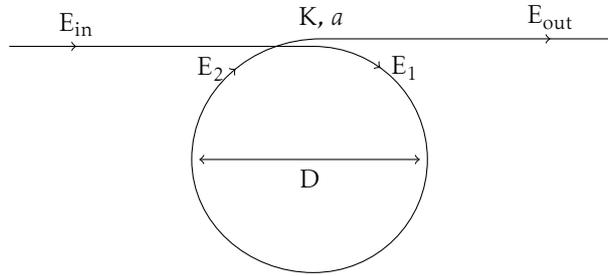


Figure 4.15 – Modèle du résonateur à cavité en anneau. Le couplage est donné par K et les pertes liées à ce coupleur par a .

Pertes Le résonateur à microfibre le plus simple est la cavité à boucle présentée en section 2.5.1 et dont le schéma est repris en figure 4.15. Pour chaque tour de cavité, le signal est atténué d'un facteur Ka^2 , en négligeant les pertes linéiques. Ainsi, en fonctionnement laser stationnaire, le gain compense les pertes si :

$$Ka^2 e^{g\pi D} = 1 \quad (4.15)$$

La condition pour avoir une émission laser dans un résonateur à microfibre peut donc s'écrire :

$$\Gamma_s \sigma_s N_0 > \frac{-\ln(Ka^2)}{\pi D} = \alpha \quad (4.16)$$

où α représente les pertes du résonateur distribuées sur la longueur de la cavité. Ainsi, connaissant les paramètres a et K d'un résonateur, on pourra calculer le diamètre minimal nécessaire à l'établissement d'un régime laser stationnaire :

$$D_{\min} > \frac{-\ln(Ka^2)}{\pi \Gamma_s \sigma_s N_0} \quad (4.17)$$

En extrapolant les valeurs trouvées pour le résonateur de silice présenté à la section 2.5.1 pour lequel $K = 0.44$ et $a = 0.85$, on trouve un diamètre minimal de 1,65 mm, valeur tout à fait accessible expérimentalement. Si l'on souhaite miniaturiser au maximum le laser

à microfibre, il faudra alors optimiser les constantes de couplage et de transmission. Par exemple, pour réaliser une cavité laser à microfibre de diamètre inférieur à 500µm, un couplage supérieur à 0.8 et une transmission plus grande que 0.95 seront nécessaires pour le matériau que nous avons considéré.

Puissance de pompe Les estimations précédentes permettent d'évaluer la faisabilité de ce système mais se basent sur une inversion de population totale irréalisable en pratique. Afin de se rapprocher des conditions expérimentales, on peut calculer la puissance de pompe nécessaire à l'établissement d'un fonctionnement laser dans une cavité à microfibres de tellure dopées erbium. Au seuil d'émission et en régime stationnaire, le flux de photons pompe est donné par la relation :

$$\Gamma_p \sigma_p \phi_p N_0 (1 - \eta) = \frac{N_0 (1 + \eta)}{\tau} \quad (4.18)$$

où $\eta = (N_2 - N_1)/N_0$ est le taux d'inversion de population. La condition 4.15 relative aux pertes et gain doit également être vérifiée, de sorte que le taux d'inversion de population vaut :

$$\eta = \frac{-\ln(Ka^2)}{\pi D \Gamma_s \sigma_s N_0} \quad (4.19)$$

Pour un résonateur de constante de couplage $K = 0,44$, de transmission $a = 0,85$ et de diamètre $D = 3$ mm, on trouve $\eta = 0,55$. Connaissant η , il est alors aisé de remonter à la puissance de pompe :

$$P_p = \frac{hc}{\lambda_p} A_{\text{eff}} \phi_p = \frac{hc}{\lambda_p} \frac{A_{\text{eff}} (1 + \eta)}{\tau \Gamma_p \sigma_p (1 - \eta)} \quad (4.20)$$

où h est la constante de Planck et A_{eff} est l'aire effective du mode pompe, à $\lambda_p = 980$ nm. À cette longueur d'onde, et pour une microfibre de tellure de 700 nm de diamètre, l'aire effective est de $0,28 \mu\text{m}^2$ et la fraction dans la fibre vaut 0,98. Pour des ions erbium en matrice tellure, la section efficace d'absorption de la pompe est évaluée à $3 \times 10^{-25} \text{m}^{-2}$ [122] et τ est pris égal à 10 ms. La puissance pompe au seuil d'émission de notre cavité d'exemple vaut alors $P_p = 66 \mu\text{W}$. En faisant résonner la pompe dans la cavité, il est possible de réduire encore cette puissance seuil ; cette possibilité a été discutée en détail dans un article de Yuhang Li en 2006 [130].

Ainsi, la puissance de pompe seuil est facilement accessible et la création d'un laser en microfibres réaliste, pourvu que l'on soit capable de fabriquer des résonateurs en microfibre de verre de tellure dopé aux ions erbium de qualité équivalente à celle des résonateurs en silice.

4.3.2 Microfibres de tellure dopé

Microfibres et luminescence Expérimentalement, nous avons principalement travaillé avec l'un des verres prêtés par Fabienne Pellé, dont la composition est donnée en table 4.2. Les microfibres ont été étirées selon la technique présentée en section 2.1.3 et je suis rapidement parvenu à obtenir des diamètres suffisamment faibles pour tenter d'obtenir des spectres de fluorescence.

Table 4.2 – Composition molaire du verre de tellure utilisé pour nos expériences de conversion de fréquence dans les microfibres.

TeO ₂	GeO ₂	PbO ₂	BaO	ZnO	K ₂ O/K ₂ CO ₃	Er ₂ O ₃
35%	20%	20%	10%	10%	5%	0,2%

Pour obtenir un spectre de fluorescence, le dispositif expérimental est celui décrit en figure 4.3, où une source fibrée est injectée dans une microfibre de silice étirée, couplée dans la microfibre d'étude par couplage évanescent, puis récupérée par le processus inverse avant d'être envoyée sur un détecteur, un analyseur de spectre en l'occurrence. La source employée pour observer la fluorescence de l'erbium est une diode laser continue opérant à $\lambda_p = 980\text{nm}$ et pouvant émettre jusqu'à 70 mW. Le mécanisme de fluorescence attendu consiste en l'absorption du signal de pompe par les ions erbium, au transfert non radiatif vers le deuxième niveau excité et l'émission d'un photon à une longueur d'onde plus élevée, aux alentours de 1530 nm. Les spectres obtenus sont présentés en figure 4.16 et on observe clairement l'émission attendue avec un pic centré autour de 1530 nm, le premier pic correspondant au résidu de signal de pompe à 980 nm.

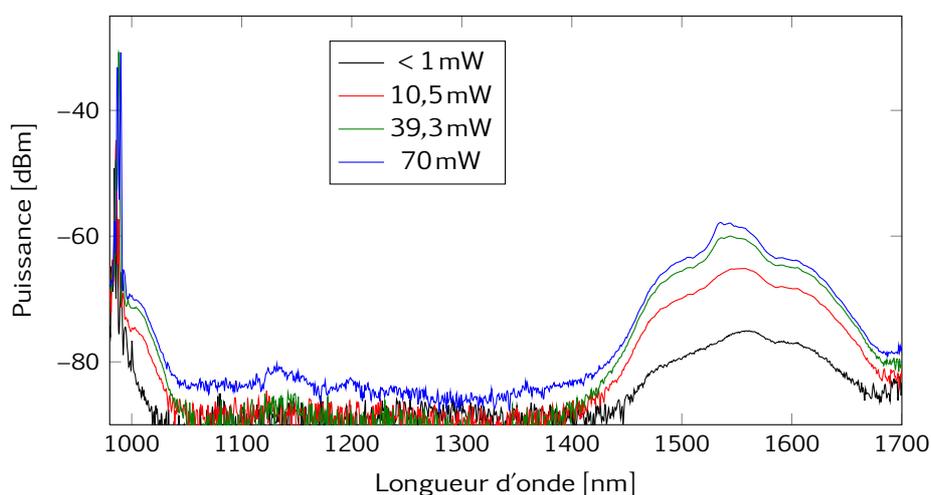


Figure 4.16 – Spectres expérimentaux montrant la pompe à 980 nm et la fluorescence aux alentours de 1550 nm pour différentes puissances de pompe.

Le spectre d'émission se déforme au fur et à mesure de l'augmentation de la puissance de pompe, avec des longueurs d'onde plus émises que d'autres (voir figure 4.17) ; ce comportement suggère que l'on obtient déjà un peu d'amplification de l'émission spontanée, et donc de l'émission stimulée (superfluorescence), ce qui est très encourageant pour notre objectif de fabriquer un laser.

On observe également une émission importante dans le vert, possible par absorption à deux photons et émission à partir du niveau $^4S_{3/2}$. Cette conversion vers les hautes fréquences s'observent également lorsque le signal de pompe est remplacé par un faisceau à la longueur d'onde télécom, en absorbant simultanément trois photons. Cette émission dans le visible permet de voir facilement les microfibres et aide grandement à leur manipulation.

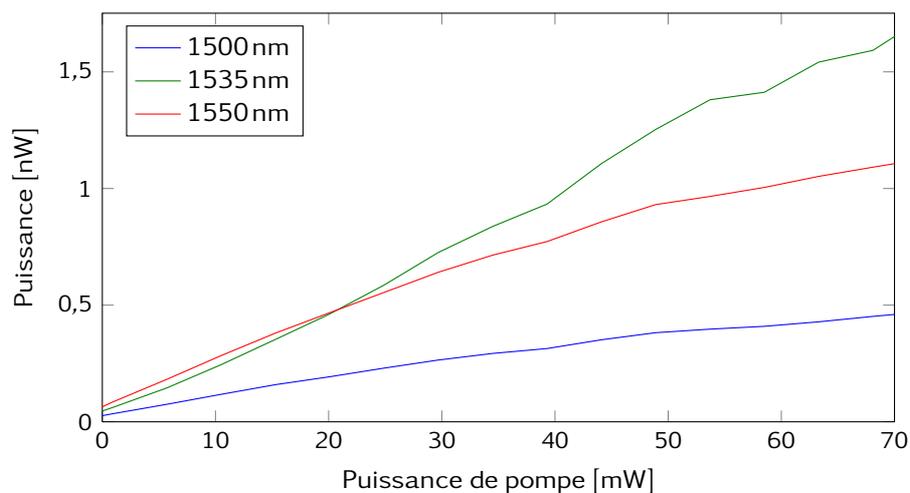


Figure 4.17 – Évolution du niveau de fluorescence avec la puissance de pompe pour différentes longueurs d’ondes.

Résonateur Afin de réaliser un laser avec ces microfibres, il faut commencer par créer une cavité. Le comportement mécanique des fibres de tellure étant assez différent de celui des fibres de silice, je ne suis pas parvenu à réaliser de résonateur à boucle simple : les interactions électrostatiques ne sont pas suffisantes pour maintenir les deux microfibres en contact. Cette différence est due soit à un diamètre trop important pour les microfibres de tellure, soit à une caractéristique physico-chimique des verres de tellure, conduisant à des forces de contact plus faibles.

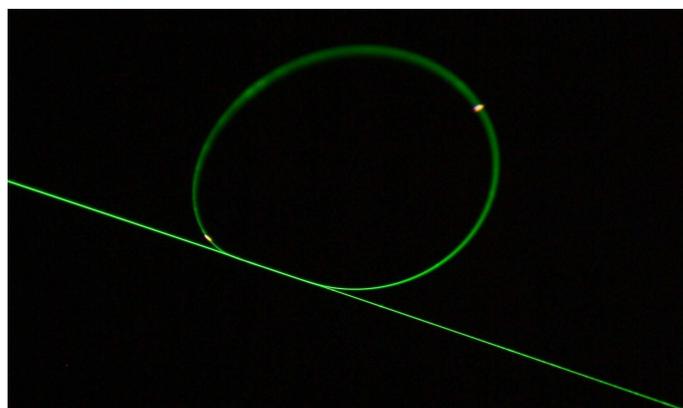


Figure 4.18 – Photographie d’un résonateur en microfibre de tellure dopé à l’erbium. L’émission verte provient de la conversion vers les hautes fréquences après absorption de deux photons de pompe à 980nm, selon le mécanisme de la figure 4.2.

La réalisation des résonateurs en nœud est techniquement plus difficile mais permet d’obtenir des cavités plus stables. J’ai réussi à en réaliser quelques unes (voir figure 4.18) qui résonnaient effectivement autour de 1550nm. Cependant, les coefficients de couplage et de transmission étaient trop faibles pour permettre un fonctionnement laser. Ces ca-

ractéristiques défavorables sont principalement dues à des microfibres trop grosses, de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$ quand il faudrait que leurs diamètres n'excèdent pas 800nm , avec un mode trop confiné et un champ évanescent pas assez important pour permettre un couplage efficace. D'autres questions se posent également sur la qualité optique des microfibres puisque certaines d'entre elles ne permettraient pas la bonne propagation de la lumière, malgré une bonne qualité apparente. Encore une fois, c'est la qualité des microfibres étirées qui est cruciale pour ce genre de manipulations et qui ne nous a pas permis d'obtenir les résultats escomptés, comparable à ceux obtenus par l'équipe de Limin Tong [120] dans des verres de phosphate dopés erbium et ytterbium.

4.4 Génération de la troisième harmonique

Les verres de tellure combinent une forte non linéarité et une grande fenêtre de transmission. Il semble donc intéressant de profiter de ces propriétés pour générer efficacement de nouvelles fréquences grâce à la non linéarité Kerr et au triplement de fréquence. En effet, comme nous l'avons vu en section 3.4, l'efficacité de couplage dépend du carré de l'indice non linéaire (équation 3.20). La conversion de fréquence serait donc plus favorable, pourvu que l'accord de phase soit obtenu comme c'était le cas pour les microfibres de silice. Les indices effectifs des modes HE_{11} et HE_{12} sont calculés pour différents diamètres afin de déterminer celui pour lequel il y aura accord de phase (voir figure 4.19).

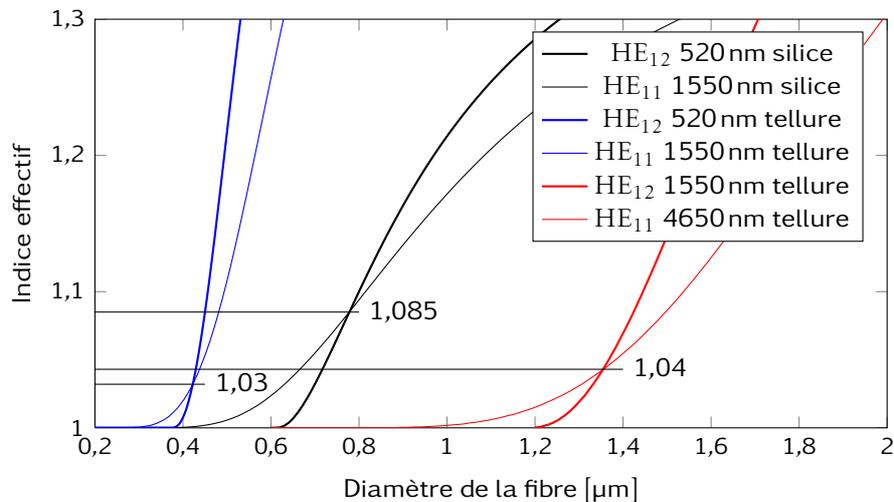


Figure 4.19 – Indices effectifs de microfibres de tellure ou de silice pour différentes longueurs d'ondes et différents modes, afin d'examiner la faisabilité de la génération de la troisième harmonique dans ces fibres.

Dans le cas de la conversion vers le visible à partir de la longueur d'onde télécom, le diamètre d'accord de phase vaut 420nm , ce qui constitue une valeur faible, mais accessible. Cependant, l'indice effectif à ce diamètre est de $1,03$, une valeur très proche de 1 , ce qui indique que le guidage sera très faible et les pertes importantes. Par comparaison, l'indice effectif des modes d'une microfibre de silice pour l'accord de phase est de $1,085$, soit un saut d'indice avec l'air plus de deux fois plus important que dans le cas des verres

de tellure. En plus de cela, la qualité optique des microfibres de tellure est inférieure à celle des microfibres de silice, et il paraît donc très difficile de réaliser une conversion vers le vert dans une microfibre de tellure.

Sur cette figure sont aussi représentées les variations de l'indice effectif du mode fondamental à 4650nm, correspondant au triplement de la longueur d'onde télécom dans le mode HE_{12} . La conversion de fréquence entre un fondamental et sa troisième harmonique est en effet symétrique, et on peut envisager de passer d'une pompe à 1550nm à un signal à 4,65 μ m. Cette conversion n'est pas possible dans la silice, puisque ce verre n'est plus transparent à cette longueur d'onde, mais est tout à fait envisageable dans les verres de tellure. Là encore, le diamètre d'accord de phase est déterminé à l'intersection des courbes d'indices effectifs du mode fondamental à 4,65 μ m et du premier mode excité à 1,55 μ m.

Grâce à la dispersion de matériau du verre de tellure, nous pouvions espérer que l'indice effectif d'accord de phase serait plus grand dans le cas de la conversion vers l'infrarouge lointain. Le résultat de l'analyse de la figure 4.19 montre qu'il n'en est rien, et que même si le diamètre d'accord de phase est facilement réalisable (1,35 μ m), le guidage ne sera pas fort et de nombreuses pertes de puissance sont à prévoir. Cette conversion vers l'infrarouge lointain pose également le problème de l'excitation du mode HE_{12} par la pompe. Nous avons vu en section 2.2 que c'était ce mode qui était principalement excité dans les sections coniques d'une microfibre, mais le taux de puissance couplée dans ce mode reste faible et à priori difficilement compatible avec une conversion basée sur un effet non linéaire.

L'indice effectif à l'accord de phase semble être d'autant plus grand que la différence entre les indices des matériaux est faible. Des simulations d'une conversion entre $\lambda_p = 1550\text{nm}$ et $\lambda_s = 4650\text{nm}$ dans un verre de tellure baigné dans de l'eau ($n_0 = 1,33$) donnent un indice effectif d'accord de 1,405, soit une différence d'indice de 0,075 avec le milieu environnant (voir figure 4.20), contre 0,04 seulement pour le même matériau dans l'air. Inversement, le même calcul avec un verre de chalcogénure montre une différence d'indice de 0,015 avec l'indice de l'air, valeur difficilement compatible avec une propagation guidée dans la microfibre. Une étude plus poussée permettrait probablement de déterminer les conditions dans lesquelles une génération de troisième harmonique efficace pourrait avoir lieu dans des microfibres de tellure, ou pourquoi pas de chalcogénure.

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude des verres de nouvelle génération, possédant des propriétés non linéaire ou d'amplification plus intéressantes que la silice. Nous avons en particulier vu que le couplage entre des microfibres de matériaux différents était possible pourvu que les indices effectifs des modes soient égaux. Ce résultat issu de la théorie des modes couplés a été validé par des simulations numériques, et nous permet d'envisager la réalisation de dispositifs microfibrés hybrides, tirant profit des propriétés de connexion de la silice et des propriétés spécifiques des verres de nouvelle génération.

De nombreuses applications sont possibles, et nous avons choisi d'étudier en particulier la réalisation d'un laser à partir de verre de tellurite dopé à l'erbium. Une étude théorique montre la faisabilité d'un tel laser, pourvu que les microfibres et les résona-

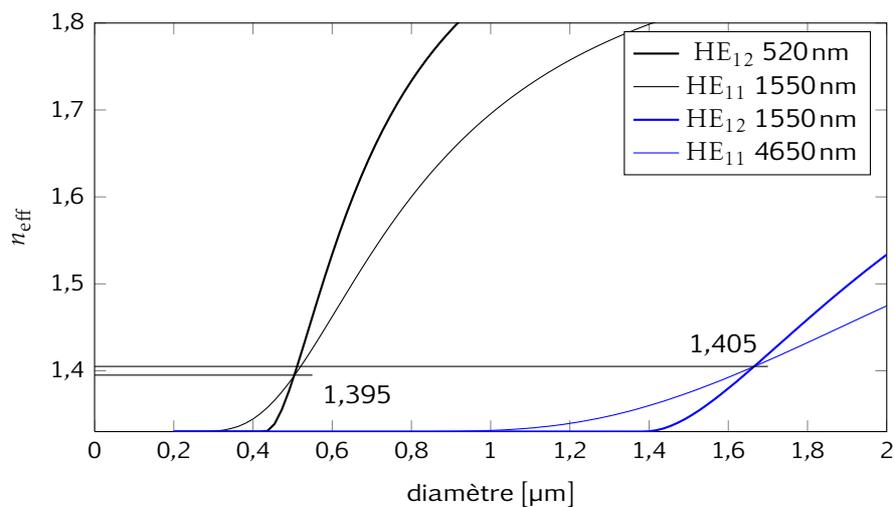


Figure 4.20 – Évolution de l'indice effectif des modes HE_{11} et HE_{12} pour la génération de troisième harmonique de 1550nm à 520nm et de 1550nm à 4650nm dans des microfibres de tellure immergées dans l'eau.

teurs soient de bonne qualité. Expérimentalement, nous avons pu observer la luminescence des ions erbium en sortie de microfibres, mais les résonateurs que j'ai pu réaliser n'étaient pas de qualité suffisante pour obtenir un effet laser.

Dans une dernière partie, la génération de la troisième harmonique que nous avons étudié dans la silice dans le chapitre précédent est envisagée dans des verres hautement non linéaire. L'efficacité devrait y être plus grande, cependant les diamètres d'accord de phase sont très faibles, et le mode ne sera que faiblement guidé, et d'importantes pertes sont à prévoir, d'autant plus que ces matériaux sont difficiles à étirer. Il s'agit cependant là d'une perspective particulièrement intéressante pour les microfibres.

Bibliographie

- [109] C. C. Wang, « Empirical relation between the linear and the third-order nonlinear optical susceptibilities », *Phys. Rev. B*, **2** 6, 2045 (1970).
- [110] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, P. Horak, V. Finazzi, J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G. Brambilla, M. Feng et D. J. Richardson, « Mid-IR supercontinuum generation from nonsilica microstructured optical fibers », *Journal of selected topics in quantum electronics*, **13** 3, 738 (2007).
- [111] J. M. Harbold, F. O. Ilday, F. W. Wise, J. S. Sanghera, V. Q. Nguyen, L. B. Shaw et I. D. Aggarwal, « Highly nonlinear As-S-Se glasses for all-optical switching », *Opt. Lett.*, **27** 2, 119 (2002).
- [112] K. Messaad, D. Bosc, S. Haesaert, M. Thual, F. Lari, G. Froyer, V. Montembault et F. Henrio, « Physical and optical properties of poly(3-alkylthiophene) with a view to the fabrication of a highly nonlinear waveguide », *The Open Materials Science Journal*, **2**, 47 (2008).
- [113] K. Messaad, *Contribution à la conception de guides optiques à fortes susceptibilités non-linéaires d'ordre 3*, Thèse de doctorat, Université de Rennes 1 (2009).
- [114] M. El Amraoui, *Fibres Optiques Microstructurées Chalcogénures Fortement Non Linéaires à base de As₂S₃ : vers de Nouvelles Sources Supercontinuum Infrarouges*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne (2010).
- [115] G. Boudebs, F. Sanchez, J. Troles et F. Smektala, « Nonlinear optical properties of chalcogenide glasses : comparison between mach-zehnder interferometry and z-scan techniques », *Optics Communications*, **199**, 425 (2001).
- [116] M. D. Pelusi, F. Luan, E. Magi, M. R. E. Lamont, D. J. Moss, B. J. Eggleton, J. S. Sanghera, L. B. Shaw et I. D. Aggarwal, « High bit rate all-optical signal processing in a fiber photonic wire », *Opt. Express*, **16** 15, 11506 (2008).
- [117] G. Brambilla, F. Xu, P. Horak, Y. Jung, F. Koizumi, N. P. Sessions, E. Koukharenko, X. Feng, G. S. Murugan, J. S. Wilkinson et R. D. J., « Optical fiber nanowires and microwires : fabrication and applications », *Advances in Optics and Photonics*, **1**, 107–161 (2009).
- [118] M. El-Amraoui, J. Fatome, J. C. Jules, B. Kibler, G. Gadret, C. Fortier, F. Smektala, I. Skripatchev, C. Polacchini, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, M. Szpulak et G. Renversez, « Strong infrared spectral broadening in low-loss as-s chalcogenide suspended core microstructured optical fibers », *Opt. Express*, **18** 5, 4547 (2010).
- [119] V. Ta'eed, N. J. Baker, L. Fu, K. Finsterbusch, M. R. E. Lamont, D. J. Moss, H. C. Nguyen, B. J. Eggleton, D.-Y. Choi, S. Madden et B. Luther-Davies, « Ultrafast all-optical chalcogenide glass photonic circuits », *Opt. Express*, **15** 15, 9205 (2007).
- [120] X. Jiang, Q. Yang, G. Vienne, Y. Li, L. Tong, J. Zhang et L. Hu, « Demonstration of microfiber knot laser », *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 143513 (2006).
- [121] Y. Ohishi, A. Mori, M. Yamada, H. Ono, Y. Nishida et K. Oikawa, « Gain characteristics of tellurite-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5- μm broadband amplification », *Opt. Lett.*, **23** 4, 274 (1998).

- [122] L. Petit, *Amplification optique dans des verres borophosphate de niobium et tellurite dopés aux ions de terres rares présentant un indice optique non linéaire élevé*, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1 (2002).
- [123] A. Coillet, G. Vienne et P. Grelu, « Potentialities of glass air-clad micro- and nano-fibers for nonlinear optics », *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** 3, 394 (2010).
- [124] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley Interscience (2007).
- [125] K. Huang, S. Yang et L. Tong, « Modeling of evanescent coupling between two parallel optical nanowires », *Appl. Opt.*, **46** 9, 1429 (2007).
- [126] A. Farjadpour, D. Roundy, A. Rodriguez, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson et G. Burr, « Improving accuracy by subpixel smoothing in FDTD », *Optics Letters*, **31**, 2972 (2006).
- [127] F. Gonthier, A. Hénault, S. Lacroix, R. J. Black et J. Bures, « Mode coupling in nonuniform fibers : comparison between coupled-mode theory and finite-difference beam-propagation method simulations », *J. Opt. Soc. Am. B*, **8** 2, 416 (1991).
- [128] G. Vienne, A. Coillet, P. Grelu, M. E. Amraoui, J.-C. Jules, F. Smektala et L. Tong, « Demonstration of a reef knot microfiber resonator », *Opt. Express*, **17** 8, 6224 (2009).
- [129] Y. Jung, G. Brambilla, G. S. Murugan et D. J. Richardson, « Optical racetrack ring-resonator based on two u-bent microfibers », *Applied Physics Letters*, **98** 2, 021109 (2011).
- [130] Y. Li, G. Vienne, X. Jiang, X. Pan, X. Liu, P. Gu et L. Tong, « Modeling rare-earth doped microfiber ring lasers », *Opt. Express*, **14** 16, 7073 (2006).

Chapitre 5

Interaction champ proche

COMME nous l'avons vu dans les chapitres précédents (notamment en section 1.1.2), la propagation de lumière dans une microfibre s'accompagne d'un important champ évanescent localisé à l'extérieur de la fibre, généralement dans l'air. Ce champ évanescent nous permet de coupler facilement un signal lumineux d'une microfibre à une autre par simple contact (voir section 4.2), mais il peut être exploité pour de nombreuses autres applications. Ce chapitre sera consacré à l'étude de ce champ évanescent et de quelques expériences que j'ai pu réaliser à ce sujet.

5.1 Champ évanescent

D'après les équations de Maxwell, certaines composantes du champ électromagnétique ne peuvent pas être discontinues à une interface entre deux milieux de propriétés différentes. On doit alors faire intervenir des ondes non propagatives dont l'amplitude décroît rapidement à mesure que l'on s'éloigne de l'interface ; on parle alors de champ évanescent.

Dans le cas des microfibres, tous les modes de propagation présentent une part variable de champ évanescent à l'extérieur de celle-ci, dans le milieu environnant. En symétrie cylindrique, sa décroissance n'est pas exactement exponentielle mais est donnée par l'expression du profil de mode. Nous l'avons calculé pour le mode fondamental HE_{11} (équation 1.13) en section 1.1.2 et sa forme est rappelée en figure 5.1. La proportion de champ évanescent ainsi que son extension spatiale sont d'autant plus grandes que le diamètre de la fibre est petit. Ainsi, pour une microfibre de silice de diamètre supérieur à environ $3\mu\text{m}$ le champ évanescent peut être négligé, mais il s'étend sur 500nm pour une fibre de $1\mu\text{m}$ de diamètre et sur près de $2\mu\text{m}$ pour un diamètre de 500nm .

Si un milieu permettant la propagation d'une onde lumineuse est plongé dans le champ évanescent d'une microfibre, un transfert d'énergie du mode dans la fibre vers ce milieu pourra avoir lieu ; c'est le principe du couplage par champ évanescent que nous avons étudié en section 4.2 dans le cas de deux microfibres en contact. Ce même principe est utilisé pour coupler efficacement un signal lumineux dans des guides silicium [131], des cavités à cristaux photoniques, des microsphères, microtores et autres résonateurs [132], des guides plasmoniques [133] ... Dans ces cas, la taille de la microfibre devra être suffisamment faible pour que le champ évanescent soit étendu et le couplage efficace. Si le milieu de sortie est un guide optique, un accord des constantes de propagation sera également nécessaire, comme nous l'avons vu à la section 4.2.

Le champ évanescent étant une composante du mode guidé dans la microfibre, des changements dans le milieu environnant entraîneront des modifications des caractéris-

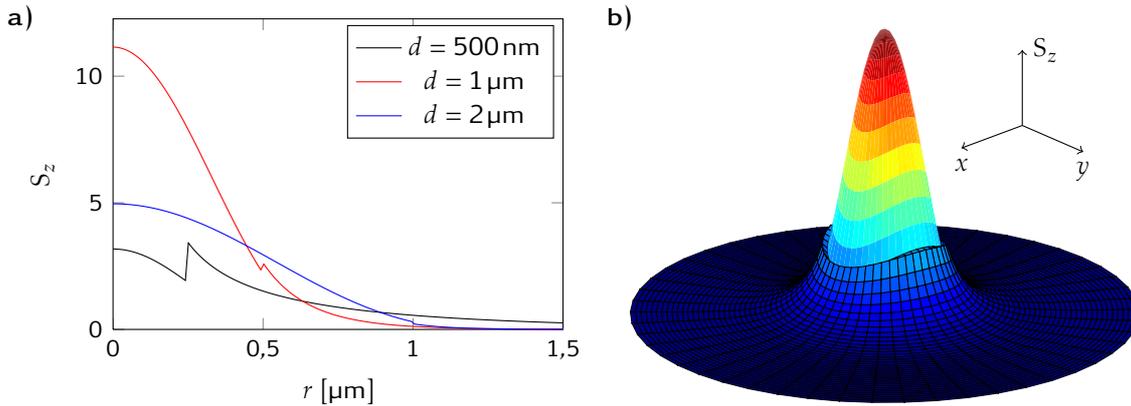


Figure 5.1 – a) Variation de l’amplitude du vecteur de Poynting dans la direction de propagation pour trois diamètres de microfibres. Les courbes ont été renormalisées par l’intégrale la puissance transportée, c’est à dire l’intégrale du vecteur de Poynting dans le plan transverse. b) Représentation tridimensionnelle de la composante S_z du vecteur de Poynting pour une microfibre de 900 nm de diamètre. Le champ évanescent (à l’extérieur de la microfibre) est représenté avec un maillage noir.

tiques de propagation du mode. En particulier, un changement d’indice à l’extérieur de la microfibre se traduira par une modification perceptible de la constante de propagation. Des capteurs à microfibres ont ainsi pu être modélisés et réalisés expérimentalement [134–137].

On peut également utiliser le champ évanescent pour déplacer ou piéger des particules nanométriques grâce aux forces optiques [138–140]. Là encore, des microfibres de faibles dimensions et des champs évanescents étendus et intenses sont nécessaires pour observer des effets mécaniques importants.

Le champ évanescent présent en surface des microfibres permet aussi d’exciter des molécules ou des particules optiquement actives déposées à la surface du guide. De nombreux travaux ont été menés dans cette direction, avec l’utilisation de boîtes quantiques [141], de quelques atomes émetteurs [142], voire un atome seul [143], afin d’évaluer l’influence du guide sur l’émission [144], l’observation d’effets non linéaires dans de la vapeur de rubidium [145], ... De notre côté, nous avons pu réaliser une étude préliminaire sur des boîtes quantiques au sulfure de plomb dont les résultats seront présentés dans la section 5.3.

Enfin, le champ évanescent issu de la microfibre peut également être imagé afin d’obtenir des informations sur la propagation du mode dans le guide. La technique utilisée est la microscopie en champ proche, et les résultats obtenus sur ce sujet sont rassemblés en section 5.2.

5.2 Caractérisation champ proche de microfibres

Dans un guide optique de grande qualité — tel que les microfibres — aucune onde propagative ne sort de celui-ci, et le guidage de la lumière ne peut pas être imagé en champ

lointain. D'autre part, la résolution d'une telle observation est limitée par la longueur d'onde de l'onde observée, de l'ordre du micron dans notre cas. Ainsi, la caractérisation de la propagation de la lumière dans la microfibre ne peut pas se faire en champ lointain ou avec des techniques de microscopie classique.

La solution consiste à capter le champ évanescent proche de la surface de la microfibre, à le transformer en une grandeur transportable, typiquement de la lumière dans une fibre, et à le détecter enfin. C'est l'objet de la *microscopie en champ proche* que nous allons étudier dans la suite.

5.2.1 Microscopie en champ proche

Principe Afin de capter le champ évanescent d'un mode optique se propageant dans la microfibre, et pour obtenir une résolution bien plus faible que la longueur d'onde, les dimensions de la sonde utilisée doivent être très faibles. En pratique, nous utilisons une fibre optique de silice effilée dont le diamètre à l'extrémité est de 20 nm environ. Cette pointe, une fois plongée dans l'onde évanescente du mode, diffusera ce champ sous forme d'ondes propagatives dont une partie pourra être couplée dans le mode guidé de la fibre optique [146]. Le signal lumineux pourra donc être détecté par les instruments usuels en sortie de fibre, et son intensité sera proportionnelle à celle du champ évanescent présent à l'emplacement de la sonde. En changeant la position de la sonde, on obtient alors une cartographie du champ mesuré par la sonde en tous points au voisinage de la surface de l'échantillon.

Ce mécanisme de principe soulève encore beaucoup de questions fondamentales, notamment sur le rôle joué par la sonde et les phénomènes mis en jeu pour « convertir » le champ évanescent en mode propagatif guidé par la fibre.

Dispositif expérimental La sonde champ proche est fabriquée par des procédés similaires à ceux exposés en section 2.1, l'objectif n'étant pas ici de réaliser une longue microfibre, mais un cône abrupt. La résolution des images obtenues étant donnée par la taille de l'extrémité de la pointe, il faudra qu'elle soit la plus faible possible, de l'ordre de 10 nm. Dans l'équipe Optique en Champ Proche (OCP), les techniques utilisées sont l'attaque chimique par de l'acide fluorhydrique, et plus récemment, un étirage abrupt par chauffage laser. Dans les deux cas, une étude complète a été réalisée pour obtenir les pointes les plus fines possibles. Une image MEB d'une sonde étirée à laser est présentée en figure 5.2 a).

Pour être immergée dans le champ évanescent de l'échantillon, la sonde doit être positionnée très près de la surface, à quelques nanomètres, et cette distance doit être contrôlée. Pour réaliser cela, un asservissement sur les forces exercées par la surface sur la pointe est effectué. La fibre à l'extrémité de laquelle se trouve la sonde est assimilée à une poutre oscillante excitée au voisinage de sa résonance mécanique par un système piézo-électrique. La surface de l'échantillon va perturber ce mouvement et décaler la fréquence de résonance par une somme d'interactions complexes à faible distance. Ce décalage de la fréquence de résonance induit un changement dans l'impédance du cristal piézo-électrique excitateur ; en modifiant la hauteur de la sonde de manière à garder constante cette impédance lors du déplacement de la sonde, on se place à une distance constante de l'échantillon. On peut alors parcourir la surface et mesurer son élévation en tous points

grâce au cristal piézoélectrique de positionnement vertical. D'ailleurs, au vu des dimensions mises en jeu, tous les positionnements se font par platines piézoélectriques.

Il faut donc disposer d'une surface presque plane pour pouvoir asservir la sonde. Dans notre cas, il faudra déposer la microfibre d'étude sur un substrat pour pouvoir en faire l'image par microscopie champ proche. Ce substrat va perturber la propagation du mode guidé, et il devra être choisi judicieusement pour comprendre les images produites. Une étude du système constitué de la microfibre et du substrat a donc été réalisée ; elle est présentée dans la section suivante.

Au niveau optique, un signal lumineux est injecté dans l'échantillon, et le champ collecté par la sonde champ proche est détecté par une photodiode ou un photomultiplicateur pour chaque position de la sonde. On obtient donc une cartographie du champ proche de la surface en tous points de celle-ci. Si l'échantillon transmet la lumière, il est également possible de cartographier ce signal ; on obtient alors une image de la perturbation causée par la sonde. Le schéma de l'ensemble du montage expérimental est donné en figure 5.2 b).

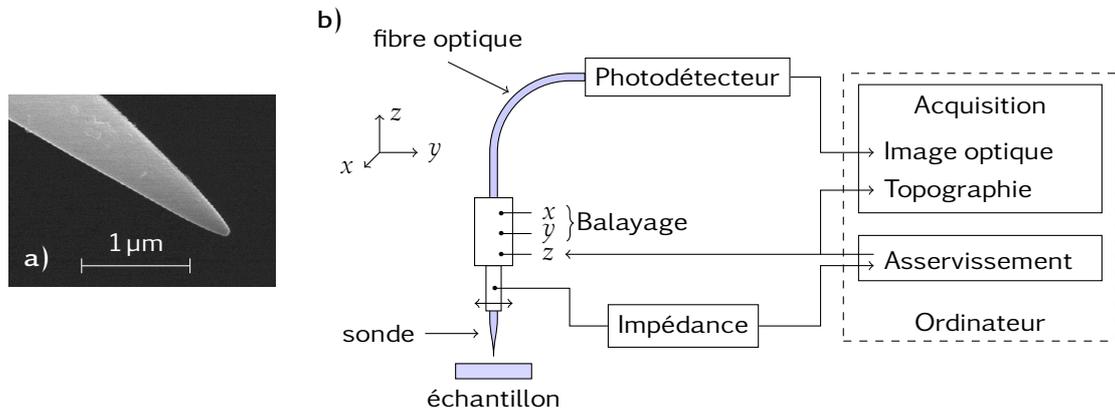


Figure 5.2 – a) Image MEB d'une sonde utilisée pour les expériences de microscopie en champ proche. b) Schéma de principe du microscope en champ proche, d'après [147].

L'équipe Optique de Champ proche de Frédérique de Fornel a développé un microscope en champ proche, et j'ai pu travailler en collaboration avec Benoit Cluzel et Jean Dellinger pour la caractérisation des microfibrilles qui sera présentée en section 5.2.3.

5.2.2 Microfibrilles sur substrat bas indice

L'idée d'utiliser un substrat pour y déposer les microfibrilles et les manipuler n'est pas nouvelle [148–150] et nous l'avons évoquée en section 2.4.2. Le substrat utilisé était un milieu diélectrique d'indice plus faible que celui de la microfibrille, afin que la lumière y soit toujours guidée. Nous envisageons donc d'utiliser le même procédé pour réaliser une cartographie en champ proche des microfibrilles. Alors que la propagation de la lumière dans une microfibrille baignant dans un milieu d'indice homogène est facilement modélisable (voir 1.1.1), le cas d'une microfibrille déposée sur un substrat est beaucoup plus complexe. En effet, l'ajout d'un substrat plan brise la symétrie cylindrique du système et

un traitement numérique du problème s'impose.

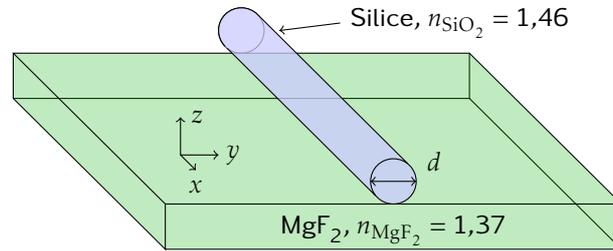


Figure 5.3 – Schéma du système modélisé par la méthode des éléments finis. Il est constitué d'une microfibre de silice et d'un substrat plan de MgF_2 .

Le système modélisé est constitué d'une microfibre de silice ($n = 1,46$) déposée sur un substrat de MgF_2 (voir figure 5.3), un cristal communément utilisé pour les couches anti-reflets et en optique infrarouge. Nous avons choisi ce matériau car il présente un indice plus faible que la silice (1,37 à 1550nm) et de bons états de surfaces tout en étant rapidement disponible et abordable. La biréfringence très faible ($\Delta n = 1,7 \times 10^{-3}$) du fluorure de magnésium a été négligée pour les simulations.

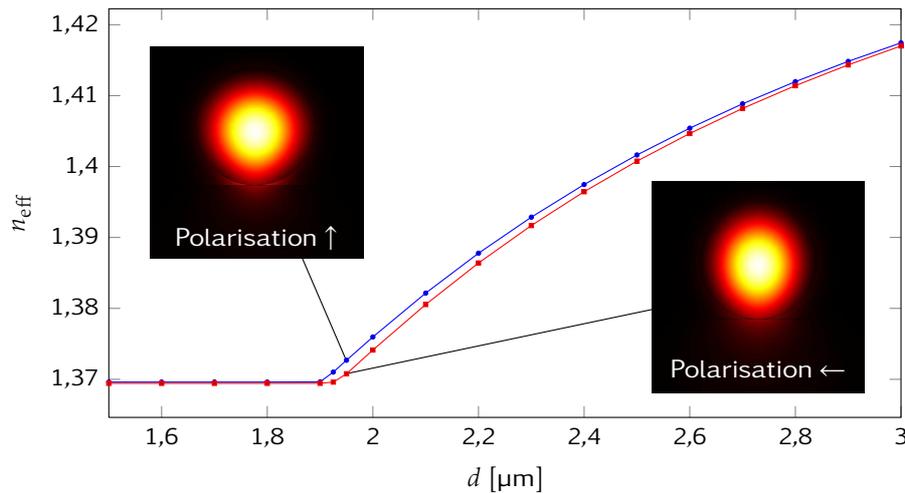


Figure 5.4 – Variation de l'indice effectif des deux premiers modes dans une microfibre de silice supportée par un substrat plan de MgF_2 en fonction du diamètre de la microfibre. Les profils des modes sont également donnés en encart.

Les constantes de propagation ainsi que les profils des différents modes du système sont calculés par la méthode des éléments finis. Au préalable, une simulation sans substrat a été effectuée et comparée aux résultats analytiques de la section 1.1.1 ; l'accord entre les deux étant quasiment parfait, la méthode de simulation est validée. Dans ce cas, à cause de la symétrie cylindrique, les deux polarisations du mode fondamental sont dégénérées. En revanche, l'introduction du pavé de MgF_2 lève cette dégénérescence et le mode fondamental est maintenant divisé en deux modes distincts d'indices différents. La variation avec le diamètre de la microfibre des indices effectifs de ces deux modes de propagation est représentée en figure 5.4 ainsi que les répartitions transverses du vecteur de

Poynting dans la direction de propagation. On observe effectivement une biréfringence d'autant plus grande que le diamètre est faible, puisque l'influence du substrat diminue à mesure que le mode est plus confiné dans la microfibre. Le mode d'indice le plus élevé est de polarisation verticale (selon l'axe z) caractérisé par une interaction plus importante avec le substrat.

Pour un diamètre supérieur à $2\mu\text{m}$, les modes sont confinés dans la microfibre avec une partie sous forme évanescente dans l'air et dans le substrat. Quand le diamètre est réduit, l'indice effectif diminue jusqu'à atteindre $n_{\text{MgF}_2} = 1,37$ pour lequel les modes fuient dans le substrat. Autrement dit, pour un diamètre de microfibre inférieur à $d_c \simeq 1,9\mu\text{m}$ il n'y a plus de mode confiné se propageant dans le système. Ce résultat montre que la technique de manipulation de microfibres sur substrat bas indice ne peut pas se faire avec des microfibres de taille trop faible et donne un diamètre précis à partir duquel des structures microfibrées sur substrat peuvent être développées.

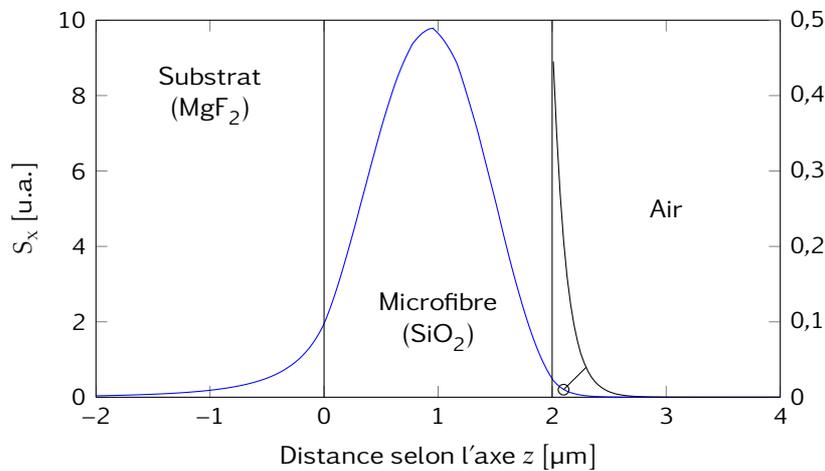


Figure 5.5 – Intensité de la composante axiale du vecteur de Poynting selon une coupe perpendiculaire au substrat passant par le centre de la microfibre. Un agrandissement de la partie évanescente du champ est ajouté pour une meilleure visibilité.

Cependant, même pour des microfibres de $2\mu\text{m}$ de diamètre l'étendue spatiale du champ évanescent n'est pas négligeable, et ses applications usuelles (couplage, capteurs, ...) sont possibles sur substrat [151–153]. Le graphique de la figure 5.5 montre en particulier que pour une microfibre de $2\mu\text{m}$ de diamètre le champ évanescent s'étend sur 300nm dans l'air et devient négligeable plus loin. Ainsi, une sonde champ proche positionnée à une distance inférieure à 300nm de la surface de la microfibre collectera un signal mesurable.

5.2.3 Cartographies

Pour en obtenir une image en champ proche, une microfibre de silice est étirée à la flamme et déposée sur un support plan en MgF_2 . On profite de la transition adiabatique entre la microfibre et la fibre de silice pour injecter efficacement une source laser dans le système d'étude. Le support et la microfibre sont ensuite fixés sur la platine de

positionnement de l'échantillon, puis la sonde est approchée de la surface jusqu'à obtenir l'asservissement. La surface de l'échantillon est alors balayée et l'intensité lumineuse captée par le détecteur ainsi que l'élévation de la sonde sont enregistrées pour chaque point parcouru.

La figure 5.6 est un exemple d'image enregistrée sur une microfibre. La première image (figure 5.6 a)) correspond à la topographie de l'échantillon et permet de déterminer le diamètre de la microfibre. Celui-ci est mesuré à partir de la largeur à mi-hauteur, là où la taille de la sonde est négligeable, et on trouve $d = 2,1 \mu\text{m}$, soit juste au dessus de la coupure de propagation, ce qui est idéal. La calibration du cristal piézoélectrique vertical n'étant valide que pour des hauteurs de l'ordre de la dizaine de nanomètres, l'évaluation précise du diamètre ne peut pas se faire grâce à l'altitude de la sonde sur la microfibre. En revanche, cette donnée nous renseigne sur la rugosité des matériaux employés. Dans notre cas, la rugosité mesurée sur la microfibre est de 10 nm, correspondant au bruit mécanique de l'expérience.

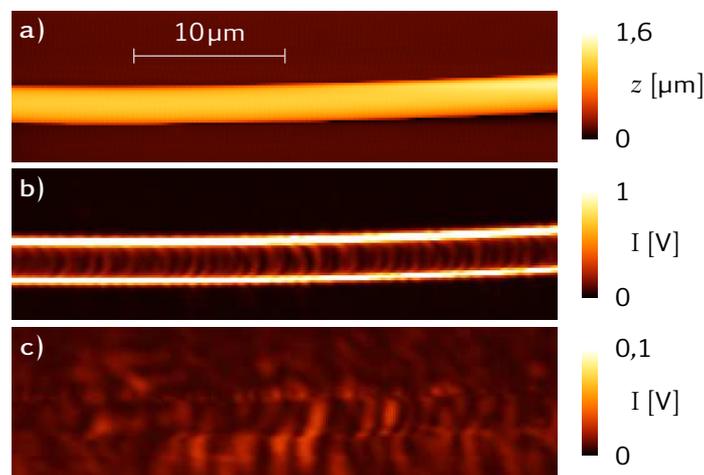


Figure 5.6 – Images d'une microfibre sur substrat MgF_2 en champ proche. a) Topographie, b) image champ proche, c) image champ lointain, à 500 nm de la surface. L'échelle de l'image en champ lointain a été multipliée par 10 pour permettre une bonne visibilité.

La première image optique (figure 5.6 b)) représente l'intensité collectée par la sonde à 4 nm de la surface. Dans ce cas, les champs évanescent et propagatif sont collectés, et on observe bien des intensités élevées sur la microfibre, prouvant qu'il y a bien propagation de la lumière dans le guide. Des essais sur des microfibres plus petites ont montré qu'en dessous de $1,8 \mu\text{m}$ de diamètre il n'y a pas propagation, conformément à la théorie.

Pour obtenir la troisième image (figure 5.6 c)), le parcours suivi par la sonde pour l'image précédente a été enregistré puis décalé de 500 nm au dessus de la surface, de manière à se placer hors du champ évanescent de la microfibre ; on ne capte donc plus que les contributions propagative provenant d'éventuels modes à fuite. L'échelle de l'image a été dilatée par un facteur dix, et le signal reste très faible par rapport à l'image en champ proche. Cette image montre ainsi qu'il n'y a pas de diffusion ou de pertes dans la microfibre, et que le mode guidé reste confiné à l'intérieur de celle-ci. Ceci confirme le

bon état de surface des microfibres ainsi que leurs grandes capacités à guider la lumière.

Sur l'image en champ proche 5.6 b), l'intensité collectée sur les bords est nettement plus importante que sur le sommet de la microfibre. Ceci est simplement dû au fait que le volume d'interaction entre la sonde et le champ évanescent est plus grand lorsque la pointe est sur le bord plutôt qu'au sommet, où seule l'extrémité est dans le champ.

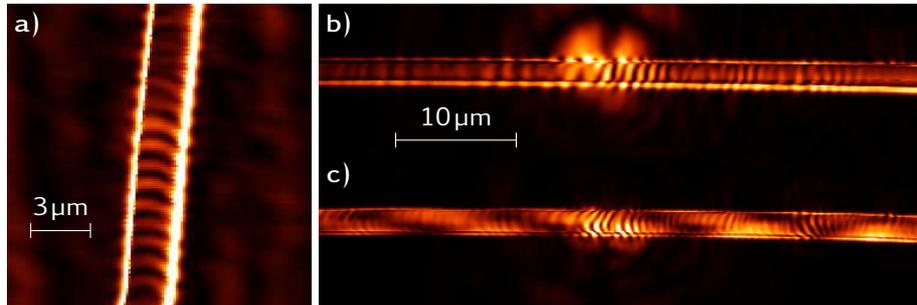


Figure 5.7 – Observation des franges de période spatiale λ_n dans différents cas. Les images b) et c) ne diffèrent que par un seul paramètre : la longueur d'onde d'excitation, 1550 nm et 980 nm respectivement.

On remarque également sur la figure 5.6 des franges régulièrement espacées et très contrastées. Ces franges sont très souvent présentes, et d'autres exemples sont donnés en figure 5.7. En particulier, les images 5.7 b) et c) correspondent à la même fibre, au même endroit, avec deux longueurs d'ondes différentes, 1550 nm et 980 nm respectivement. L'interfrange dépend donc de la longueur d'onde, et la fréquence spatiale prédominante correspond à une distance de λ/n où n est l'indice effectif de la microfibre. Ce résultat a été confirmé sur d'autres matériaux, en particulier sur des guides silicium [154]. Cependant, un tel interfrange ne correspond pas aux interférences attendues, par exemple pour des ondes stationnaires résultant d'une réflexion en bout de microfibre ou sur la sonde ($\lambda/2n$), battements entre modes, ... Toutes ces périodes spatiales étant très différentes de celle observée expérimentalement, aucune explication convaincante n'a pu être fournie à ce jour. D'autres observations de ce phénomène ont été rapportées par Bozhevolnyi, et l'hypothèse que ces franges pourraient être dues à des interférences avec un fond quasi continu a été émise [154]. À ce stade, une étude approfondie des interactions champ proche ainsi que des expériences complémentaires seraient nécessaires pour mieux comprendre ce phénomène.

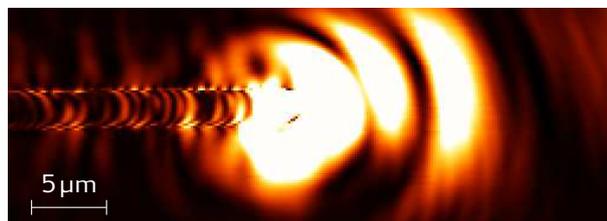


Figure 5.8 – Image en champ proche de l'extrémité d'une microfibre. Le champ évanescent présent sur la microfibre à gauche de l'image est inférieur d'un ordre de grandeur au champ propagatif en sortie de fibre.

L'image de l'extrémité d'une microfibre (figure 5.8) permet d'observer la différence d'intensité lumineuse entre le champ évanescent à 4 nm de la surface et l'onde se propageant dans la microfibre. Ainsi, l'intensité de l'onde évanescente est 20 fois inférieure à celle du faisceau diffracté en sortie de fibre. Sur la figure 5.5, nous avons également trouvé un rapport 20 entre le maximum d'intensité dans la microfibre et l'intensité du champ évanescent à sa surface. Quand bien même il est difficile d'évaluer les différences entre la mesure du champ propagatif dans l'air et celle du champ évanescent à l'interface air-verre, l'ordre de grandeur est satisfaisant.

La microscopie champ proche permet également la corrélation entre des défauts ou contaminations locales et le signal optique. La figure 5.9 a) est une image champ proche d'une microfibre couverte de poussières, et on voit quelques points problématiques, apparaissant comme sombres ou lumineux suivant leurs tailles. La figure 5.9 b) est l'image réalisée grâce au signal d'asservissement sur laquelle tous les changements d'altitude sont enregistrés. La corrélation entre les deux images est immédiate et montre que les plus petits défauts ne font qu'éloigner la sonde de la surface sans changer la propagation de la lumière, alors que les plus gros diffusent la lumière du mode. Les premiers correspondent donc à des points noirs sur l'image optique alors que les seconds se traduisent par des taches d'intensités élevées et de grandes dimensions.

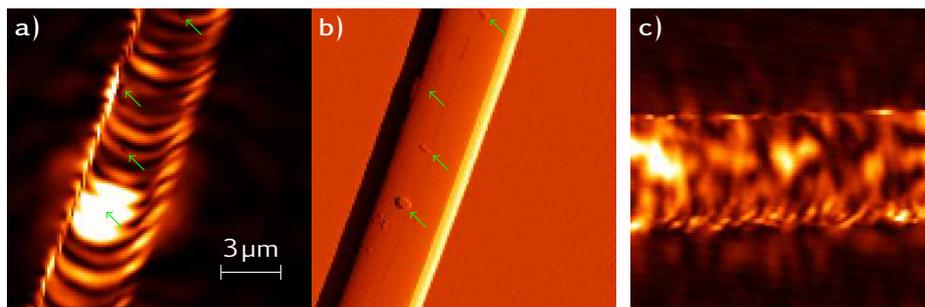


Figure 5.9 – a) Image en champ proche d'une microfibre présentant des poussières à sa surface. Le signal d'asservissement b) permet de relier les pertes optiques aux positions de ces poussières. c) Propagation de la lumière dans une microfibre de tellure très multimode.

La figure 5.9 c) est une image en champ proche d'une microfibre de tellure (d'indice $n = 2$) de diamètre $7 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, de nombreux modes peuvent exister simultanément dans la microfibre, et cela se traduit par une image champ proche complexe, avec de nombreuses variations d'intensités à la surface de la microfibre.

Nous avons également réussi à imager le couplage entre deux microfibres en contact sur le substrat de MgF_2 . L'image composée présentée en figure 5.10 montre deux microfibres de diamètres proche de $2 \mu\text{m}$ en contact l'une avec l'autre. Le faisceau laser est injecté dans la fibre du bas, de la droite vers la gauche. Avant le contact, aucun champ évanescent n'est détecté dans la fibre du haut, mais après le coupleur, de la lumière y est présente. Il ne s'agit pas d'un coupleur 50/50, mais le principe est démontré.

Ces résultats permettent ainsi d'obtenir un aperçu des propriétés de propagation dans les microfibres, du champ évanescent des modes guidés et des interactions se produisant à l'échelle du micron. Cette étude montre également la complexité de la discipline de

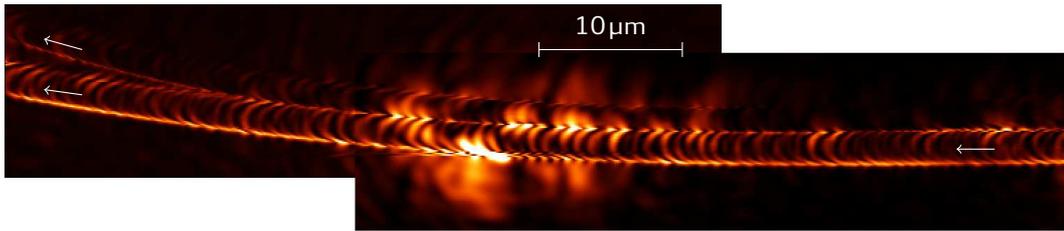


Figure 5.10 – Image champ proche de deux microfibrilles en contact. Le signal est injecté à droite dans la fibre du bas, et est couplé dans la microfibre du haut.

microscopie en champ proche : les microfibrilles sont en effet des guides optiques très simples, mais leur imagerie en champ proche produit des résultats encore mal compris. Les résultats présentés dans cette section sur l'imagerie en champ proche de microfibrilles optiques ont fait l'objet d'une publication au journal *Applied Physics B* [155].

5.3 Fluorescence de nanoparticules à la surface

En collaboration avec Benoit Cluzel, nous avons essayé de nous servir du champ évanescent des microfibrilles pour exciter des boîtes quantiques et collecter leur émission. Pour cela, nous disposons de boîtes quantiques de sulfure de plomb conditionnées par la société Evident Technology pour obtenir une solution de nanoparticules dispersées dans du toluène. D'après le fabricant, l'absorption a lieu pour des longueurs d'ondes inférieures à 1 µm et l'émission autour de 1500 nm avec un excellent rendement quantique.

Pour que le pompage des particules fluorescentes soit efficace, il faut que celles-ci soient nombreuses dans le champ évanescent de la microfibre. Nous avons donc choisi de diluer la solution de nanoparticules dans du méthacrylate de méthyle (MAM) qui polymérise sous l'effet de la chaleur en polyméthacrylate de méthyle (PMMA). En imprégnant la microfibre avec une goutte de cette solution puis en chauffant, nous souhaitons obtenir une couche de boîtes quantiques dispersées dans du polymère de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur, comme décrit en figure 5.11.

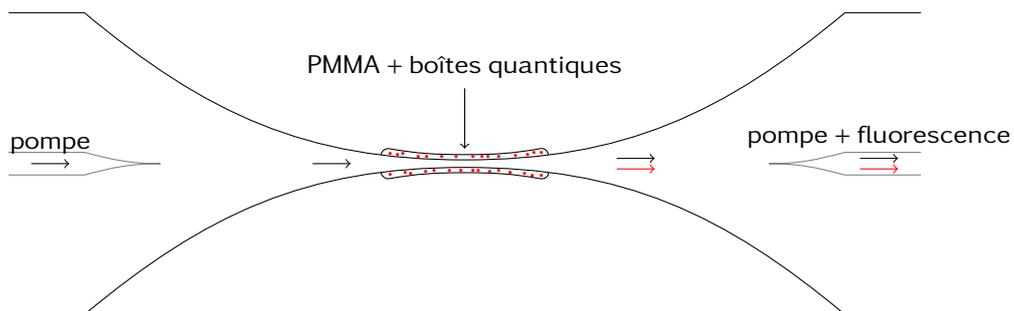


Figure 5.11 – Analyse de la fluorescence de nanoparticules de PbS déposées à la surface d'une microfibre.

Une fois la microfibre préparée, l'expérience optique consiste à pomper les boîtes quantiques et à récupérer et analyser le spectre du signal de sortie. Le schéma de principe

est celui de la figure 5.11. Le faisceau de pompe est une diode laser rouge fibrée à 633 nm pouvant délivrer 2,8 mW de puissance maximale. Nous avons essayé de travailler avec la diode de pompe utilisée en section 4.3.2 (émettant à 980 nm jusqu'à 70 mW) mais son spectre s'étend assez loin, jusque dans la zone de fluorescence des boîtes. Nous n'avons donc pas pu continuer avec cette source.

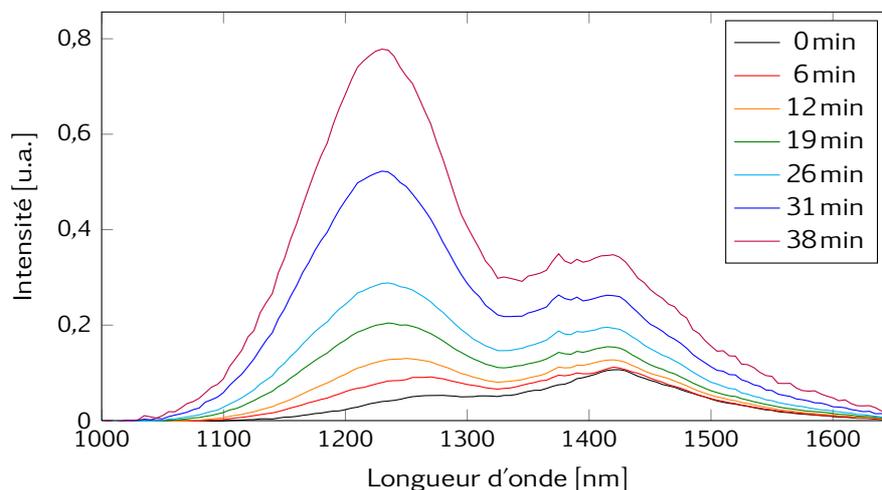


Figure 5.12 – Évolution du spectre de luminescence au cours du temps, avec un pompage à 633 nm.

Les spectres expérimentaux donnés en figure 5.12 montrent qu'il y a bien excitation des boîtes quantiques par le champ évanescent de la microfibre, puis émission par les nanoparticules captée par la microfibre pour arriver jusqu'au détecteur. Cependant, on remarque que même au début de l'expérience, la longueur d'onde d'émission n'est pas celle attendue, le maximum étant aux alentours de 1400 nm. De plus, après quelques minutes d'attente, une seconde émission apparaît vers 1200 nm et devient rapidement prépondérante. Ici, la microfibre n'est pas chauffée, mais le faisceau de pompe semble suffisant pour permettre une réaction chimique dans le polymère, avec un changement de l'environnement des nanoparticules provoquant cette évolution du spectre d'émission.

Le principe de l'expérience est donc bien validé, puisque nous avons réussi à exciter des particules en surface de la microfibre et à récupérer leur émission. Cependant, l'émission des particules n'est pas celle attendue et le niveau d'émission est très faible, et nous n'avons pas pu continuer cette exploration. Afin de poursuivre dans cette voie, une étude plus poussée serait nécessaire, avec l'utilisation d'autres boîtes quantiques dans d'autres solvants par exemple.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons souhaité étudier la propagation de la lumière dans des microfibres déposées sur substrat grâce au champ évanescent du mode confiné. Une étude numérique est proposée, montrant qu'il y a bien guidage de la lumière dans la

microfibre de silice pour un diamètre supérieur à $2\mu\text{m}$. Cette étude permet d'éclairer les travaux du groupe de Limin Tong sur ces microfibres déposées sur un substrat de MgF_2 .

Expérimentalement, nous avons pu réaliser des cartographies en champ proche des ces microfibres sur substrat en collaboration avec l'équipe d'optique de champ proche du laboratoire. Nous avons ainsi pu imager la propagation de la lumière dans les microfibres dans différentes conditions, et en particulier, visualiser le couplage évanescent entre deux microfibres optiques.

Bibliographie

- [131] P. Barclay, K. Srinivasan, M. Borselli et P. O., « Experimental demonstration of evanescent coupling from optical fiber tapers to photonic crystal waveguides », *Electronics Letters*, **39** 11, 842 (2003).
- [132] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques et T. A. Birks, « Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper », *Opt. Lett.*, **22** 15, 1129 (1997).
- [133] X. Guo, M. Qiu, J. Bao, B. J. Wiley, Q. Yang, X. Zhang, Y. Ma, H. Yu et L. Tong, « Direct coupling of plasmonic and photonic nanowires for hybrid nanophotonic components and circuits », *Nano Letters*, pages – (2009).
- [134] P. N. Moar, S. T. Huntington, J. Katsifolis, L. W. Cahill, A. Roberts et K. A. Nugent, « Fabrication, modeling, and direct evanescent field measurement of tapered optical fiber sensors », *Journal of Applied Physics*, **85**, 3395 (1999).
- [135] J. Lou, L. Tong et Z. Ye, « Modeling of silica nanowires for optical sensing », *Opt. Express*, **13** 6, 2135 (2005).
- [136] F. Xu, P. Horak et G. Brambilla, « Optical microfiber coil resonator refractometric sensor », *Opt. Express*, **15** 12, 7888 (2007).
- [137] G. Vienne, P. Grelu, X. Pan, Y. Li et L. Tong, « Theoretical study of microfiber resonator devices exploiting a phase shift », *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, **10**, 025303 (2008).
- [138] F. Le Kien, V. I. Balykin et K. Hakuta, « Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber », *Phys. Rev. A*, **70** 6, 063403 (2004).
- [139] Z. Liu, C. Guo, J. Yang et L. Yuan, « Tapered fiber optical tweezers for microscopic particle trapping : fabrication and application », *Opt. Express*, **14** 25, 12510 (2006).
- [140] G. Brambilla, G. S. Murugan, J. S. Wilkinson et D. J. Richardson, « Optical manipulation of microspheres along a subwavelength optical wire », *Opt. Lett.*, **32** 20, 3041 (2007).
- [141] K. Srinivasan, O. Painter, A. Stintz et S. Krishna, « Single quantum dot spectroscopy using a fiber taper waveguide near-field optic », *Applied Physics Letters*, **91** 9, 091102 (2007).
- [142] K. P. Nayak, P. N. Melentiev, M. Morinaga, F. L. Kien, V. I. Balykin et K. Hakuta, « Optical nanofiber as an efficient tool for manipulating and probing atomic fluorescence », *Opt. Express*, **15** 9, 5431 (2007).
- [143] K. P. Nayak et K. Hakuta, « Single atoms on an optical nanofibre », *New Journal of Physics*, **10** 5, 053003 (2008).
- [144] V. Minogin et S. Chormaic, « Manifestation of the van der waals surface interaction in the spontaneous emission of atoms into an optical nanofiber », *Laser Physics*, **20**, 32 (2010), 10.1134/S1054660X09170137.
- [145] S. M. Spillane, G. S. Pati, K. Salit, M. Hall, P. Kumar, R. G. Beausoleil et M. S. Shahriar, « Observation of nonlinear optical interactions of ultralow levels of light

- in a tapered optical nanofiber embedded in a hot rubidium vapor », *Phys. Rev. Lett.*, **100** 23, 233602 (2008).
- [146] D. W. Pohl, W. Denk et M. Lanz, « Optical stethoscopy : Image recording with resolution $\lambda/20$ », *Applied Physics Letter*, **44** 7, 651 (1984).
- [147] B. Cluzel, *Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques en silicium sur isolant*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne (2005).
- [148] L. Tong, J. Lou, R. R. Gattass, S. He, X. Chen, L. Liu et E. Mazur, « Assembly of silica nanowires on silica aerogels for microphotonic devices », *Nanoletters*, **5** 2, 259 (2005).
- [149] L. Tong, L. Hu, J. Zhang, J. Qiu, Q. Yang, J. Lou, Y. Shen, J. He et Z. Ye, « Photonic nanowires directly drawn from bulk glasses », *Opt. Express*, **14** 1, 82 (2006).
- [150] X. Jiang, L. Tong, G. Vienne, X. Guo, A. Tsao, Q. Yang et D. Yang, « Demonstration of optical microfiber knot resonators », *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 223501 (2006).
- [151] Y. Li et L. Tong, « Mach–zehnder interferometers assembled with optical microfibers or nanofibers », *Opt. Lett.*, **33** 4, 303 (2008).
- [152] S.-S. Wang, Z.-F. Hu, Y.-H. Li et L.-M. Tong, « All-fiber fabry–perot resonators based on microfiber sagnac loop mirrors », *Opt. Lett.*, **34** 3, 253 (2009).
- [153] X. Zeng, Y. Wu, C. Hou, J. Bai et G. Yang, « A temperature sensor based on optical microfiber knot resonator », *Optics Communications*, **282**, 3817 (2009).
- [154] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, T. Søndergaard, A. Boltasseva, P. I. Borel et M. Kristensen, « Near-field imaging of light propagation in photonic crystal waveguides : Explicit role of bloch harmonics », *Phys. Rev. B*, **66** 23, 235204 (2002).
- [155] A. Coillet, B. Cluzel, G. Vienne, P. Grelu et F. de Fornel, « Near-field characterization of glass microfibers on a low-index substrate », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, **101**, 291 (2010).

Conclusion

Ce mémoire rapporte les travaux de recherche réalisés dans le cadre de ma thèse sur les microfibres optiques, leur fabrication, leurs propriétés et leurs utilisations. Ils ont été réalisés au laboratoire interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, dans l'équipe solitons, lasers et communications optiques, sous la direction du professeur Philippe Grelu. Cette thèse a permis de consolider la thématique initiée en 2007 dans le cadre d'un partenariat de collaboration établi avec le groupe du professeur Limin Tong, à Hangzhou (Chine), spécialiste mondial de la fabrication des microfibres. En nous inspirant de leur savoir-faire, nous avons développé nos propres techniques d'étirage et nous avons étudié ces microfibres sous différents angles. Les champs de compétence étant très larges au laboratoire, et l'objet microfibre se prêtant bien à ces études, nous avons pu réaliser des expériences en optique non linéaire et en microscopie de champ proche, et travailler avec de nouveaux verres encore au stade de prototypes. Le thème repose ainsi sur une grande transversalité disciplinaire, sa nouveauté aidant également à une pluralité des approches.

En introduction, nous avons brossé un rapide portrait de la thématique, en dégagant les avancées notoires dans le domaine de l'optique fibrée qui ont conduit à l'étude des microfibres. Même si les premières microfibres ont été fabriquées au XIX^e siècle, leur utilisation en optique n'a été envisagée que dans les années 1980, et le thème n'a réellement pris son essor que dans les années 2000.

Le premier chapitre s'attache à étudier les différentes caractéristiques particulières aux microfibres. Par un calcul analytique, nous avons pu déterminer les valeurs des indices effectifs des modes de propagation dans les microfibres, l'aire effective du mode fondamental ainsi que sa fraction de champ évanescent et sa non linéarité effective. Nous avons pu remarquer que toutes ces propriétés dépendent fortement du diamètre de la microfibre considérée, et qu'il existe un diamètre particulier autour duquel la plupart de ces caractéristiques sont optimales : un seul mode présent, aire effective minimale, fort champ évanescent et non linéarité maximale. Ce diamètre est toujours inférieur à la longueur d'onde dans le matériau considéré, aux alentours de $1\ \mu\text{m}$ dans la silice à la longueur d'onde télécom, et on parle donc de guides sub-longueur d'onde. Nous avons également pu voir que la dispersion pouvait être largement modifiée en changeant le diamètre de la microfibre, de sorte qu'il est aisé d'obtenir un zéro de dispersion à la longueur d'onde souhaitée en vue d'applications en optique non linéaire et pour la génération de supercontinuum en particulier.

Dans le deuxième chapitre, nous avons détaillé les procédures expérimentales employées pour fabriquer et manipuler les microfibres. Dans un premier temps, le principe général de fabrication consistant à étirer à chaud un échantillon de verre ou plus généralement de matériau diélectrique a été explicité. Nous avons ensuite détaillé le procédé utilisé pour étirer des microfibres de silice à partir de fibres optiques utilisées dans les télécommunications optiques. La technique utilisée (*flame-brushing*) consiste à chauffer

la fibre à l'aide d'une flamme de chalumeau ou de lampe à alcool et à étirer la fibre par un dispositif contrôlé par ordinateur, ou même à la main. La technique manuelle étant rapide à mettre en place et à maîtriser, c'est celle-ci que nous avons choisi pour la suite de nos expériences. Ce principe d'étirage peut également être employé pour des verres qui ne sont pas encore disponibles sous forme de fibre optique. Cet étirage à partir de matériaux massifs doit être effectué par un procédé différent du précédent, et quelques configurations ont été testées avant de trouver une méthode permettant d'obtenir des microfibres de qualité et d'un diamètre suffisamment faible. Malgré nos avancées dans ce secteur, les résultats obtenus dépendent largement de la composition chimique du verre considéré, et nous avons donc discuté ce que devait être un bon verre, au sens de l'étirage sous forme de microfibres.

Lors de l'étirage à partir de fibres mono modes, nous avons pu voir et mesurer des interférences entre différents modes dans la zone de transition entre la fibre et la microfibre. Nous avons pu effectuer une étude complète du sujet sur un banc d'étirage automatisé et nous en avons conclu qu'il y avait peuplement du mode d'ordre supérieur HE_{12} et que des interférences modales avaient lieu entre ce mode et le mode fondamental HE_{11} . En analysant l'évolution expérimentale de l'interfrange d'une part et en modélisant l'étirage d'autre part, nous avons pu corroborer les variations d'indices effectifs obtenues dans les deux cas, et ainsi montrer que le modèle simple formulé ici décrivait très bien l'étirage expérimental. Pour compléter cette étude sur l'étirage des microfibres, nous avons discuté les différentes méthodes utilisées pour la mesure du diamètre des microfibres, en distinguant les méthodes destructives et non destructives. Il est en effet bien plus intéressant de disposer de la donnée du diamètre de la microfibre avant d'entreprendre des expériences d'optique dans le but d'évaluer la potentielle existence des effets recherchés. En particulier, une méthode interférométrique a été développée durant ma thèse et donne d'excellents résultats sans compromettre ses propriétés optiques.

Pour compléter cette description de l'objet microfibre, une étude mécanique concernant la manipulation de celles-ci a été donnée. Nous avons ainsi pu montrer que les microfibres sont très sensibles aux mouvements d'air dans le laboratoire, et qu'elles peuvent être manipulées par des bâtonnets sur lesquels elles adhèrent par interaction de Van der Waals. Par ce biais, de nombreux dispositifs ont pu être fabriqués : résonateurs en anneaux, interféromètres de Mach Zehnder ou miroirs de Sagnac.

Le troisième chapitre est dédié à la modélisation et aux expérimentations sur les effets non linéaires dans les microfibres de silice. En particulier, nous avons travaillé sur une cavité résonante dans laquelle un déphasage non linéaire serait présent. Ce type de dispositif bien connu possède une fonction de transfert qui peut se déformer jusqu'à l'ouverture d'un cycle d'hystérésis correspondant à un fonctionnement bistable du dispositif. Des simulations numériques ont été réalisées, et nous avons ensuite détaillé la construction d'une source laser impulsionnelle adéquate pour la réalisation d'une expérience sur ce sujet. Nous avons alors vu que cette source produisant des impulsions de 500ns de large pour une puissance crête de l'ordre du kilowatt a été créée à partir d'une diode laser continue de faible largeur spectrale modulée en intensité puis amplifiée. Les résultats de l'utilisation de cette source sur des résonateurs à microfibres n'ont pas révélé les dynamiques attendues, mais ont montré un effet d'auto modulation de phase dans la fibre de transport altérant la forme des impulsions envoyées. Par ailleurs, nous avons pu observer la génération de troisième harmonique à 520nm à partir de notre source à

1550 nm. Ce processus est rendu suffisamment efficace pour être observé par un accord de phase entre deux modes de propagation dans la microfibre, le mode fondamental à la longueur d'onde de pompe et le mode HE_{12} pour la troisième harmonique. L'analyse du spectre expérimental et de l'évolution de la puissance convertie en fonction de la puissance d'entrée confirme les études théoriques.

Au chapitre précédent, nous avons vu que l'observation d'effets non linéaires dans les microfibres de silice était rendu difficile par la faible non linéarité intrinsèque de ce matériau. Nous avons donc cherché à exploiter d'autres matériaux dans cet objectif, et également à utiliser d'autres propriétés comme la capacité de certains milieux à amplifier un signal optique. Après avoir montré pourquoi notre choix s'est porté sur des verres nouveaux tels que les verres de tellure et de chalcogénure, nous avons posé la problématique de l'injection de la lumière dans de telles microfibres. La solution la plus efficace et la plus élégante consiste à coupler la lumière d'une microfibre de silice vers une microfibre de verre spécial grâce au recouvrement des champs évanescents de leurs modes. Du fait des différences d'indice importantes entre ces matériaux, une étude de ce couplage par simulation numérique a été proposée, montrant qu'un accord entre les constantes de propagation dans les deux modes couplés est nécessaire. Si cette condition est remplie, des taux de couplage proche de 1 sont possibles en ajustant la longueur de contact entre les deux microfibres. Ces résultats ouvrent la voie à la création de dispositifs hybrides permettant d'exploiter les facilités de connexion aux instruments optiques des microfibres de silice et les propriétés particulières de ces matériaux aux indices élevés. En particulier, il est montré numériquement qu'un résonateur mixte en silice et en verre de chalcogénure pourrait avoir un comportement bistable pour des puissances faibles, de l'ordre de 100 W. Cependant, notre technique de fabrication des microfibres est encore imparfaite et ne nous a pas permis d'obtenir des fibres de qualité suffisante pour la réalisation d'un tel dispositif.

Nous avons également essayé de mettre à profit les facultés des verres de tellure à accepter un taux important d'ions luminescents. Nous avons en particulier envisagé la fabrication d'un laser à microfibre en verre de tellure dopé, et une modélisation d'un tel dispositif est donnée. En particulier, on montre qu'un tel laser est tout à fait envisageable pour des résonateurs même de qualité moyenne, et que les seuils d'émission sont très bas, de l'ordre de la dizaine de μW . Expérimentalement, nous avons réussi à obtenir le spectre de luminescence de ces fibres et à réaliser quelques résonateurs, mais nous n'avons malheureusement pas obtenu d'émission laser. Enfin, afin de poursuivre nos études sur la génération de troisième harmonique dans les microfibres, nous avons envisagé l'utilisation de microfibres en verres hautement non linéaires pour augmenter la conversion de fréquence. Nous avons montré que ces verres ne sont pas très favorables pour ce phénomène à cause de leurs indices trop élevés, conduisant paradoxalement à un mauvais guidage pour le diamètre d'accord des constantes de propagation.

Dans le cinquième et dernier chapitre de ce manuscrit, nous avons étudié un autre des aspects intéressants des microfibres, l'important champ évanescent de leur mode de propagation. Ce champ évanescent s'étend en effet jusqu'à quelques centaines de nanomètres de la surface de la fibre et peut être utilisé de nombreuses manières différentes. Grâce au partenariat avec l'équipe optique de champ proche au sein du laboratoire, nous avons pu caractériser la propagation de la lumière dans les microfibres par ce champ évanescent. Nous avons en particulier pu visualiser le couplage de la lumière d'une mi-

crofibre à une autre par contact, l'effet de poussières déposées sur la surface, la propagation multimodale dans une fibre de taille importante, ... Ces expériences ont également posé quelques questions notamment concernant la présence de franges d'interférences inexplicées. Leur interprétation dépasse cependant le cadre de cette thèse et n'a pas été investiguée plus avant. Enfin, nous avons également cherché à coupler la lumière dans des nanoparticules déposées en surface d'une microfibre, puis à capter leur émission en sortie de microfibre. Les résultats obtenus, bien que concluants, n'ont pas été poursuivis car les nanoparticules en question ne se comportaient pas comme attendu.

Ces travaux, loin de conclure une étude sur les microfibres, ouvrent au contraire la voie vers de nombreuses expériences exploitant leurs propriétés particulières. Le principal obstacle que nous avons rencontré concerne la fabrication de microfibres en verres hautement non linéaires, puisque il reste encore difficile d'obtenir des microfibres de bonne qualité optique dans ces matériaux. Nous avons progressé tout au long de ma thèse pour améliorer cette étape, et il ne reste probablement plus beaucoup de chemin pour arriver à produire des fibres utilisables dans des expériences d'optiques de manière reproductible. Une fois cette étape réalisée, de nombreuses expériences seront à notre portée. Le résonateur non linéaire serait possible pour des puissances faibles, et un dispositif hybride serait même envisageable. À partir de là, et en envisageant une technique de fixation dans une matrice polymère, un dispositif d'optique intégrée pour la remise en forme d'impulsion ou en tant que mémoire optique est tout à fait réaliste. Les microfibres fournissent également un environnement favorable pour l'étude de la génération de la troisième harmonique grâce à l'accord de phase possible entre les différents modes. Il serait en particulier intéressant d'étudier le phénomène symétrique consistant à produire une fréquence trois fois plus faible par ce même processus. De la même manière, les études sur un laser à microfibre pourraient être prolongées en profitant de leur champ évanescent pour modifier ses caractéristiques, en ajoutant par exemple un absorbant saturable. Par ailleurs, différentes méthodes pour rendre les dispositifs microfibrés plus pérennes sont à l'étude, et il y a là matière pour de nouvelles expériences intéressantes. L'étude que j'ai pu faire de ces microfibres montre que cette thématique possède des qualités originales qui en font un excellent choix à la fois pour l'étude de phénomènes optiques fondamentaux et pour le développement d'applications dans le traitement tout optique de signaux lumineux. Ces travaux de thèse ne demandent qu'à être poursuivis !

Publications et communications de l'auteur

Articles

- [156] A. Coillet, B. Cluzel, G. Vienne, P. Grelu et F. de Fornel, « Near-field characterization of glass microfibers on a low-index substrate », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, **101**, 291 (2010).
- [157] A. Coillet, G. Vienne et P. Grelu, « Potentialities of glass air-clad micro- and nano-fibers for nonlinear optics », *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** 3, 394 (2010).
- [158] G. Vienne, A. Coillet, P. Grelu, M. E. Amraoui, J.-C. Jules, F. Smektala et L. Tong, « Demonstration of a reef knot microfiber resonator », *Opt. Express*, **17** 8, 6224 (2009).
- [159] D. Brissinger, B. Cluzel, A. Coillet, C. Dumas, P. Grelu et F. de Fornel, « Near-field control of optical bistability in a nanocavity », *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, **80** 3, 033103 (2009).

Conférences

- [160] A. Coillet, G. Vienne et **P. Grelu**, « Potentialities of microfibers for nonlinear optics », dans « Photonics Global Conference », (2010).
- [161] **A. Coillet**, L. Moubouessi, J. Dellinger, B. Cluzel, G. Vienne, G. P. et F. De Fornel, « Microfibres de verre : caractérisation champ proche et utilisation en optique non linéaire », dans « JNOG », pages 162–164 (2010).
- [162] **A. Coillet**, J. Dellinger, B. Cluzel, G. Vienne, F. de Fornel et P. Grelu, « Glass microfibers : use in non-linear optics and near-field characterization », dans « SPIE Photonics Europe », (2010).
- [163] **A. Coillet**, P. Grelu et G. Vienne, « Non-linear microfiber resonators in subnanosecond pulse regime », dans « CLEO 2009 », (2009).
- [164] **A. Coillet**, P. Grelu, G. Vienne et L. Tong, « Slow and fast nonlinearities in microfiber resonators », dans « Asia Optical Fiber Communication and Optoelectronic Exposition and Conference », page SaM3, Optical Society of America (2008).
- [165] **G. Vienne**, A. Coillet, P. Grelu, C. Ledier, J. Troles, M. E. Amraoui, J.-C. Jules, F. Smektala et L. Tong, « Reef knot microfiber resonators », dans « Asia Optical Fiber Communication and Optoelectronic Exposition and Conference », page SaM2, Optical Society of America (2008).
- [166] **G. Vienne**, P. Grelu, A. Coillet, Y. Li, C. Meng, S. Lebrun, G. Pauliat, G. Roosen et L. Tong, « Microfiber resonators in the linear and the nonlinear regime », dans O. S. of America (éditeur), « Nano-08 », (2008).

- [167] **P. Grelu**, A. Coillet, G. Vienne et L. Tong, « Observation of a nonlinear microfiber resonator », dans « Micro-optics conference MOC'08 », (2008).