



**HAL**  
open science

# Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires

Duc Minh Nguyen

► **To cite this version:**

Duc Minh Nguyen. Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires. Optique / photonique. Université Rennes 1, 2011. Français. NNT: 2011REN1E006 . tel-00663282

**HAL Id: tel-00663282**

**<https://theses.hal.science/tel-00663282>**

Submitted on 26 Jan 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1  
*sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne*

pour le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1  
*Mention : Physique*

École Doctorale : Sciences de la Matière  
présentée par

**Duc Minh NGUYEN**

préparée à l'unité de recherche FOTON CNRS UMR 6082  
Équipe FOTON-ENSSAT/CCLO  
U.F.R. S.D.L.M.

---

**Investigations et  
caractérisations de  
fibres et guides  
optiques très  
fortement  
non-linéaires**

**Thèse soutenue à Lannion  
le 24 November 2011  
devant le jury composé de :**

**Philippe GRELU**

Professeur, Université de Bourgogne / *Rapporteur*

**Hervé MAILLOTTE**

Directeur de Recherche CNRS, Université de  
Franche-Comté / *Rapporteur*

**David RICHARDSON**

Professeur, Université de Southampton, UK / *Exa-  
minateur*

**Philippe CHANCLOU**

Ingénieur R et D, HDR, Orange Labs / *Examina-  
teur*

**Johann TROLES**

Professeur, Université de Rennes 1 / *Examineur*

**Monique THUAL**

Professeur, Université de Rennes 1 / *Directrice de  
thèse*



# Remerciements

Les travaux de thèse de doctorat que j'ai menés au CCLO, Foton ont naturellement nécessité beaucoup d'aides et de soutiens. Je voudrais exprimer mes gratitude envers les personnes qui m'ont soutenu pendant toutes ces années en espérant n'oublier personne.

Je voudrais tout d'abord remercier ma directrice de thèse Monique Thual pour m'avoir accueillie au sein du laboratoire, pour sa direction et son encouragement qui m'ont permis de mener à bien non seulement cette étude mais aussi qui m'a aidé dans ma vie de tous les jours.

Je tiens à remercier M. Jean-Claude Simon, directeur de l'UMR CNRS Foton et M. Dominique Bosc, responsable du CCLO pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse au laboratoire, pour leur soutien, leur disponibilité et pour tous leurs conseils scientifiques et personnels.

Mes travaux de thèse n'auraient certainement pas été menés jusqu'au résultat actuel sans l'aide précieuse de M. Thierry Chartier. Je voudrais lui dire un immense merci pour sa gentillesse, sa grande disponibilité et ses remarques pertinentes sur la plupart de mes papiers scientifiques. J'adresse toute ma gratitude aux membres du jury, notamment les rapporteurs M. Hervé Maillote et M. Philippe Grellu, qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être rapporteurs de ma thèse, également M. David Richardson, M. Johann Troles et M. Phillippe Chanclou pour avoir accepté de participer au jury de thèse.

Je remercie également la plate-forme Perfos et le laboratoire SCR (EVC) à l'université de Rennes 1, en particulier Laurent Brilland, David Méchin et Johann Troles ainsi que tous leurs collègues pour les échantillons de fibres spéciales qui ont été très importants pour mes études expérimentales.

Un grand merci à Thanh Nam Nguyen, Stéphane Blin, anciens post-dotorants au laboratoire pour leur aide et pour leur amitié dans la première période de mes travaux. Merci à Kevin Lengle, Sy Dat Le, Khalida Messaad et Hind Mahé doctorants au laboratoire pour leur collaboration et pour leur bonne humeur.

Au sein du laboratoire et de l'Enssat, je remercie plus largement les collègues pour leur disponibilité, leur soutien, et leur gentillesse. Philippe Rochard, Laurent Bramerie, Mathilde Gay et Marcia Costa-e-Silva qui m'ont transmis leurs expériences dans la recherche. Merci également à Claire Bastianelli et toute l'équipe du CCLO pour leur aide. Merci aux personnels administratifs du labo : Réjane le Roy, Danielle Graviou, Nelly Vaucelle

et de l'école : Michelle Grout et Julien Corazza qui m'ont beaucoup aidé sur les dossiers administratifs. Merci au personnel du service technique : Stéphane Chehayed, Robert Madec, Michel Guillou, Serge Le Flécher, Henry l'Her, Franck Le Guennick, Christophe Masson et Olivier Soufflet.

Merci à Christian Sauquet, responsable de la bibliothèque de l'ENSSAT.

Merci à mes amis vietnamiens à Lannion, pour leur encouragement et leur amitié.

Merci à mes parents et Huyen d'être toujours présente.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Table des figures</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xv</b>
<b>Index</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Introduction à l'étude d'effets non-linéaires</b>	<b>7</b>
1.1 Généralités sur les fibres et guides optiques	7
1.1.1 Fibres optiques standards	8
1.1.2 Guides d'ondes optiques	10
1.1.3 Modes de propagation	12
1.1.3.1 Approche géométrique	12
1.1.3.2 Approche électromagnétique	13
1.1.4 Propriétés des fibres optiques	18
1.1.4.1 L'atténuation	18
1.1.4.2 La dispersion chromatique	20
1.1.4.3 L'effet Kerr	23
1.2 Optique de couplage	24
1.2.1 Faisceau gaussien	24
1.2.2 Théorie du couplage optique	27
1.3 Fibres et guides optiques non-linéaires	31
1.3.1 Effets non-linéaires d'ordre 3	31
1.3.1.1 L'automodulation de phase	31
1.3.1.2 La modulation de phase croisée	33
1.3.1.3 Le mélange à quatre ondes	33
1.3.2 Intérêt des effets non-linéaires d'ordre 3	36
1.3.2.1 Régénération à base de SPM	36
1.3.2.2 Démultiplexage temporel en utilisant le FWM	38
1.3.3 Fibres microstructurées en verre de chalcogénure	39
1.3.4 Guides polymères à fortes susceptibilités électriques d'ordre 3	41
1.3.5 Etat de l'art sur les fibres et les guides non-linéaires	43
1.3.5.1 Fibres microstructurées en verre de chalcogénure	43
1.3.5.2 Guides polymères conjugués	45
1.4 Conclusion	46

<b>2</b>	<b>Couplage par Micro-lentille sur Fibre Optique</b>	<b>47</b>
2.1	Le faisceau gaussien dans des milieux différents . . . . .	48
2.1.1	Loi $ABCD$ . . . . .	49
2.1.2	La fibre multimode à GRAdient d'inDICE . . . . .	51
2.1.3	La fibre Silice . . . . .	55
2.2	Micro-lentilles . . . . .	55
2.2.1	GRADISSIMO . . . . .	56
2.2.1.1	Présentation de la micro-lentille Gradissimo . . . . .	56
2.2.1.2	Modélisation de la micro-lentille Gradissimo . . . . .	57
2.2.2	GRADHYP . . . . .	60
2.3	Méthodes et bancs de caractérisation des micro-lentilles . . . . .	62
2.3.1	Mesure du diamètre de mode . . . . .	62
2.3.2	Mesure de la distance de travail et du taux de couplage . . . . .	66
2.4	Contributions à l'étude des microlentilles . . . . .	67
2.4.1	Gradissimo . . . . .	67
2.4.2	Gradhyp . . . . .	71
2.4.2.1	Détermination du profil de la lentille lors de sa fabrication . . . . .	72
2.4.2.2	Etude du rôle de $L_3$ et de l'épaisseur $n_e$ dans la modélisation . . . . .	73
2.4.3	Mesure du taux de couplage . . . . .	78
2.4.4	Amélioration des pertes de couplage de la gradhyp par rapport aux autres fibres . . . . .	79
2.5	Conclusion . . . . .	80
<b>3</b>	<b>Analyse Modale de Fibres ou Guides Non-linéaires</b>	<b>81</b>
3.1	Introduction . . . . .	81
3.2	La technique de mesure du paramètre $M^2$ . . . . .	83
3.2.1	Le paramètre $M^2$ et son application à l'analyse modale . . . . .	83
3.2.2	Limitation de la technique à l'analyse modale . . . . .	85
3.3	La technique $S^2$ . . . . .	87
3.3.1	Principe de la technique . . . . .	87
3.3.2	Limitation de la technique $S^2$ . . . . .	91
3.4	Nouvelle technique d'analyse modale . . . . .	94
3.4.1	Principe de la technique . . . . .	95
3.4.2	Résultats expérimentaux . . . . .	98
3.4.2.1	Analyse modale d'une fibre multimode à saut d'indice . . . . .	99
3.4.2.2	Analyse modale de la fibre microstructurée . . . . .	102
3.5	Technique du produit scalaire . . . . .	103
3.5.1	Principe de la technique . . . . .	103
3.5.2	Démonstration expérimentale . . . . .	104
3.6	Conclusion . . . . .	107
<b>4</b>	<b>Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques non-linéaires</b>	<b>109</b>
4.1	Méthodes de mesure du coefficient non-linéaire et de la dispersion . . . . .	109
4.1.1	Amélioration de la précision de la mesure du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques . . . . .	110
4.1.1.1	Mesure de $\gamma$ par SPM par la technique classique . . . . .	111
4.1.1.2	Principe de la nouvelle technique de mesure de $\gamma$ par SPM . . . . .	116
4.1.1.3	Résultats expérimentaux de la nouvelle méthode . . . . .	116

4.1.2	Méthode numérique de mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'effet d'auto-modulation de phase . . . . .	119
4.1.2.1	Principe de la nouvelle méthode numérique . . . . .	119
4.1.2.2	Démonstration numérique de la nouvelle méthode . . . . .	121
4.1.2.3	Démonstration expérimentale de la nouvelle méthode . . . . .	124
4.1.3	Méthode de mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'effet du mélange à quatre ondes . . . . .	126
4.1.3.1	Etude du mélange à quatre ondes . . . . .	127
4.1.3.2	Technique de mesure et résultats expérimentaux . . . . .	128
4.2	Caractérisation des fibres microstructurées en verre de chalcogénure . . . . .	130
4.2.1	Fibre à cœur suspendu en verre de AsSe fabriquée en 2010 . . . . .	130
4.2.1.1	Caractérisation linéaire de la fibre . . . . .	131
4.2.1.2	Caractérisation des effets non-linéaires . . . . .	134
4.2.2	Fibre microstructurée en verre de AsSe fabriquée en 2011 . . . . .	138
4.2.2.1	Caractérisation de la fibre . . . . .	138
4.2.2.2	Conversion de longueur d'onde à 10 GHz et 42,7 GHz . . . . .	140
4.2.3	Discussion . . . . .	142
4.3	Conditions d'observation des effets Kerr dans les guides polymères . . . . .	146
4.3.1	Effet d'automodulation de phase (SPM) . . . . .	147
4.3.2	Effet du mélange à quatre ondes (FWM) . . . . .	148
4.4	Conclusion . . . . .	149
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>151</b>
	<b>Annexes</b>	
A	Fabrication des fibres Gradissimos . . . . .	157
B	Fabrication des fibres Gradhyps . . . . .	158
	<b>Bibliographie de l'auteur</b> . . . . .	<b>161</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>237</b>



# Table des figures

1.1	Principe du guidage par réflexion totale interne. . . . .	8
1.2	(a) Section transverse d'une fibre optique à saut d'indice et (b) système de coordonnées cylindriques. . . . .	9
1.3	Profils d'indice de fibre : (a) saut d'indice, (b) gradient d'indice parabolique. . . . .	9
1.4	Schéma du guide d'onde plan. . . . .	10
1.5	Exemple d'un guide d'onde rectangulaire, d'après [1]. . . . .	11
1.6	Front d'ondes se propage dans un guide d'onde plan. . . . .	13
1.7	Distribution d'intensité des modes LP <sub>01</sub> , LP <sub>11</sub> , LP <sub>02</sub> et LP <sub>12</sub> . . . . .	16
1.8	Profils transverses dans la direction $y$ des modes LP <sub>01</sub> , LP <sub>11</sub> , LP <sub>02</sub> et LP <sub>12</sub> . . . . .	17
1.9	Exemple d'approximation gaussienne pour une fibre à saut d'indice. $V = 2$ . . . . .	18
1.10	Atténuation dans une fibre optique en silice, d'après [2]. . . . .	19
1.11	Elargissement temporel d'une impulsion gaussienne pour différentes longueurs de fibre. . . . .	22
1.12	Courbe de dispersion de la fibre standard (SMF), la DSF et la NZDSF d'après [3]. . . . .	22
1.13	Définition du diamètre de mode $2w$ en terme d'intensité. . . . .	26
1.14	Couplage de faisceaux gaussiens, d'après [4] . . . . .	29
1.15	Couplage de deux faisceaux gaussiens défocusés. . . . .	29
1.16	Couplage de deux faisceaux gaussiens décalés latéralement d'une distance $d$ . . . . .	29
1.17	Couplage de deux faisceaux gaussiens défocusés et tiltés d'un angle $\theta$ . . . . .	30
1.18	Exemple d'élargissement du spectre du signal pour différentes puissances crêtes du champ incident et déphasage non-linéaire maximal correspondant en l'absence de dispersion. . . . .	32
1.19	Schéma du spectre du mélange à quatre ondes. . . . .	34
1.20	Schéma du régénérateur de Mamyshev (a), et sa fonction de transfert non-linéaire (b), d'après [5]. . . . .	37
1.21	Diagramme de l'œil du signal en entrée (a) et en sortie (b) du régénérateur de Mamyshev constitué de 8 km de fibre DSF, d'après [5]. . . . .	37
1.22	Démultiplexage temporel par effet de mélange à 4 ondes. . . . .	38
1.23	Démultiplexage temporel par effet de mélange à 4 ondes. . . . .	39
1.24	Courbe de transparence de plusieurs matériaux, d'après [6]. . . . .	40
1.25	Atténuation du verre chalcogénure en fonction de la longueur d'onde, d'après [6]. . . . .	40
1.26	Quelques structures de fibres microstructurées : (a) hexa (d'après [7]), (b) cobweb et (c) delta, d'après [8]. . . . .	41
1.27	Exemple d'un système $\pi$ -conjugué, d'après [9]. . . . .	41
1.28	Exemples de familles de polymères conjugués et de leurs structures, d'après [9]. . . . .	42

1.29	Fibre effilée, d'après [10]. . . . .	44
2.1	Rayon paraxial et plans de référence d'une structure optique. . . . .	50
2.2	Structure optique avec une lentille mince de focale $f$ . . . . .	50
2.3	Profil d'indice théorique de la fibre à gradient d'indice 85/125 d'Alcatel. . . . .	51
2.4	Evolution du rayon de mode et du rayon de courbure du front d'onde en fonction de la distance de propagation dans le gradient d'indice 85/125. . . . .	54
2.5	Evolution d'un faisceau gaussien dans la fibre circulaire à gradient d'indice parabolique. . . . .	55
2.6	Distance de travail et diamètre de mode d'une fibre micro-lentillée. . . . .	56
2.7	Schéma de principe de la micro-optique GRADISSIMO. . . . .	57
2.8	Paramètres du faisceau dans la gradissimo. . . . .	58
2.9	Schéma de principe de la micro-optique GRADHYP. . . . .	60
2.10	Profil hyperbolique. $n$ : indice de la lentille d'apport. . . . .	61
2.11	Schéma de principe de la zone de Rayleigh. . . . .	63
2.12	Banc de mesure en champ proche. . . . .	64
2.13	Principe du banc de mesure en champ proche. . . . .	64
2.14	Troncature du faisceau par l'objectif. . . . .	65
2.15	Principe de mesure en champ lointain . . . . .	65
2.16	Banc de mesure en champ lointain . . . . .	65
2.17	Banc de couplage. . . . .	67
2.18	Evolution du faisceau gaussien dans la section à gradient d'indice. . . . .	68
2.19	Valeurs théoriques du diamètre de mode et du rapport de troncature en fonction de la longueur de la silice pour trois types de gradissimos : 62,5/125, 85/125 et 125/125 de distance de travail nulle avec la longueur de gradient d'indice correspondante (voir le tableau 2.1). . . . .	69
2.20	Diamètre de mode expérimental et théorique en fonction de la longueur de silice, et rapport de troncature (ratio) associé à chaque cas. . . . .	71
2.21	Schéma de la gradhyp. . . . .	72
2.22	Photographie d'une gradhyp au microscope. . . . .	73
2.23	(a) Données de l'image converties par Matlab. (b) Profil de la section de lentille calculé à partir de l'image (a). La distance entre deux points correspond à $0,52 \mu\text{m}$ . . . . .	73
2.24	Rayon de mode en fonction du rayon de la sphère osculatrice pour différentes longueurs du tronçon à gradient d'indice $L_{gi}$ pour les gradhyps 85. . . . .	75
2.25	Distance de travail en fonction du rayon de la sphère osculatrice pour différentes longueurs du tronçon à gradient d'indice $L_{gi}$ pour les gradhyps 85. . . . .	76
2.26	Comparaison entre théorie et mesure du diamètre de mode (a) et de la distance de travail (b) pour des gradhyps 85 pour lesquelles $L_{gi} = 390 \mu\text{m}$ . . . . .	76
2.27	(a) Diamètre de mode et (b) distance de travail en fonction du rayon de la sphère $R$ calculé théoriquement pour différentes valeurs de $ne$ pour des gradhyp 125 dont la longueur de gradient d'indice est de $977 \mu\text{m}$ . . . . .	77
2.28	Gradhyp125 et Gradissimo85 : pertes de couplage devant une fibre monomode en fonction du diamètre de mode de la micro-lentille. . . . .	78
3.1	Distribution d'intensité en champ proche et en champ lointain de la superposition de 70% d'un mode $LP_{01}$ et de 30% d'un mode $LP_{11}$ pour deux cas limites de phase relative, d'après [11]. . . . .	85

3.2	(a) Evolution de $M^2$ en fonction de la fraction d'énergie dans le mode LP <sub>11</sub> (b) Evolution de $M^2$ suivant $x$ en fonction de la phase relative, pour différentes fractions de puissance du mode LP <sub>11</sub> d'après [11]. . . . .	86
3.3	(a) Schéma de la technique S <sup>2</sup> , d'après [12]. (b) Spectre optique mesuré en un point arbitraire $(x, y)$ et (c) sa transformée de Fourier. . . . .	88
3.4	Résultat de la mesure pour une fibre de 20 m de longueur dont le diamètre de cœur est de 27 $\mu\text{m}$ avec une ouverture numérique de 0,065, d'après [12]. (a) Profil du faisceau. (b) Transformée de Fourier des spectres. (c) Mode LP <sub>11</sub> . (d) Mode LP <sub>12</sub> . (e) Mode LP <sub>21</sub> . (f) Mode LP <sub>02</sub> . . . . .	90
3.5	Transformées de Fourier théoriques de la figure d'interférences dans le cas où la fibre admet deux HOMs LP <sub>11</sub> , LP <sub>02</sub> (a) et trois HOMs LP <sub>11</sub> , LP <sub>02</sub> et LP <sub>12</sub> (b). . . . .	94
3.6	Profil transverse des HOMs extraites de trois pics dans la figure 3.5a. (a) Mode LP <sub>11</sub> correspondant au pic P <sub>1</sub> , (b) mode LP <sub>02</sub> correspondant au pic P <sub>2</sub> et (c) mode parasite correspondant au pic P <sub>12</sub> . . . . .	94
3.7	Schéma de la nouvelle technique d'analyse modale. . . . .	95
3.8	Exemple d'une transformée de Fourier avec 8 pics. . . . .	97
3.9	Spectre optique de l'image en champ proche de la fibre à saut d'indice en un point arbitraire $(x, y)$ . . . . .	99
3.10	Transformée de Fourier des spectres optiques mesurés en sortie de la fibre à saut d'indice . . . . .	100
3.11	Distributions d'intensité des modes extraits de la fibre à saut d'indice par la nouvelle technique d'analyse modale. . . . .	100
3.12	Répétabilité de la technique pour la fibre multimode à saut d'indice, d'après [13]. . . . .	101
3.13	Intensité de la source laser en fonction de la longueur d'onde mettant en évidence l'instabilité de la source. . . . .	101
3.14	Profil expérimental (en haut) et numérique (en bas) d'intensité des modes transverses pour la fibre microstructurée. Le diamètre de la fenêtre est d'environ 5 $\mu\text{m}$ , d'après [13]. . . . .	102
3.15	Résultats simulés du produit scalaire et de la transformée de Fourier en fonction du retard de vitesse de groupe lorsque la fibre a deux modes LP <sub>01</sub> et LP <sub>11</sub> . . . . .	104
3.16	Distribution de la phase simulée et mesurée dans le plan transverse des modes LP <sub>11</sub> et LP <sub>02</sub> pour la fibre multimode à saut d'indice. . . . .	105
3.17	Transformée de Fourier des spectres optiques mesurés en sortie de la fibre à saut d'indice . . . . .	106
3.18	Produit scalaire entre les modes individuels et le mode LP <sub>01</sub> (a), le mode LP <sub>11</sub> (b) et le mode LP <sub>02</sub> (c). . . . .	106
4.1	Spectres simulés en sortie d'une fibre non-linéaire de 68 cm de long ( $\alpha = 15 \text{ dB.m}^{-1}$ ; $D = -2000 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ ) avec $C = 0,9$ , $\gamma = 14000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ (ligne continue) et $C = 0,7$ , $\gamma = 15000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ (ligne pointillée) lorsque la puissance crête de l'impulsion d'entrée est de 4,9 W. . . . .	112
4.2	Montagne expérimental. VA : atténuateur variable. PC : contrôleur de polarisation. . . . .	112
4.3	Spectres mesuré et simulés pour des impulsions gaussiennes de chirp linéaire $C = 0,4$ et $C = 1,1$ . . . . .	114

4.4	Spectres de SPM mesurés et simulés en sortie de la fibre AsSe pour (a) $C = 0,4$ et (b) $C = 1,1$ avec $\gamma = 17\,200\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ (a) et $12\,800\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ (b).	114
4.5	Ecart $\delta_i$ en fonction de $\gamma$ pour la fibre en verre AsSe pour $C = 0,5$ .	115
4.6	Ecart $\delta_{iM}$ en fonction du chirp pour la fibre en verre de AsSe.	115
4.7	Ecart $\delta_i$ en fonction du $\gamma$ pour la fibre en verre de AsSe pour $C = 0,4$ et $C = 1,1$ .	115
4.8	Ecart $\delta_{iM}$ en fonction du chirp $C$ pour la SMF.	117
4.9	Spectres SPM simulés et mesurés en sortie de SMF avec $C = 0,6$ .	117
4.10	Ecart $\delta_i$ en fonction de $\gamma$ pour la fibre en verre de AsSe avec $C = 0,6$ et $C = 0,7$ .	118
4.11	Spectres SPM mesurés et expérimentaux en sortie de la fibre AsSe pour (a) $C = 0,6$ et (b) $C = 0,7$ avec $\gamma$ de $15\,800\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ (a) et $15\,200\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ (b).	118
4.12	Schéma de principe de la méthode itérative.	120
4.13	Spectres SPM simulés en sortie de la fibre non-linéaire dont $\gamma$ est de $15\,000\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $D$ est de $-1\,500\text{ ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ en fonction de puissance crête $P_0$ .	121
4.14	Ecart $\delta_i$ calculé lors du processus $[D]$ (a) lorsque $D = -800\text{ ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et lors du processus $[\gamma]$ (b) lorsque $\gamma = 13\,200\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ .	122
4.15	Evolution de $D$ (a) et $\gamma$ (b) en fonction du nombre d'itérations pour la fibre simulée.	123
4.16	Résultats du calcul de $(D, \gamma)$ correspondant aux différentes valeurs initiales choisies pour $D_0$ .	123
4.17	Evolution de $D$ (a) et $\gamma$ (b) en fonction du nombre d'itérations pour la SMF.	124
4.18	Schéma de la méthode de la mesure de dispersion basée sur un interféromètre de Mach Zehnder.	125
4.19	(a) Evolution de $B$ pour différents $D$ lorsque $\gamma = 30\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et (b) pour différents $\gamma$ lorsque $D = -500\text{ ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . (c) Evolution de $\Delta\lambda_0$ en fonction de $D$ pour différents $\gamma_0 \pm 10\%$ . (d) Evolution de $B_{min}$ en fonction de $\gamma$ pour différents $D$ . Les unités de $\gamma$ et de $D$ sont $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $\text{ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ respectivement.	128
4.20	(a) Schéma de montage de l'expérience. (b) Section transversale de la fibre AsSe. (c) Spectres optiques en sortie de la fibre AsSe. (d) Simulation et mesure d'automodulation de phase.	129
4.21	Fibre à cœur suspendu en verre de AsSe.	131
4.22	Image en champ proche du faisceau en sortie de la fibre AsSe.	131
4.23	Principe de la mesure d'aire effective en champ lointain.	132
4.24	Distribution de l'intensité en champ lointain en fonction de l'angle de rotation de la fibre multimode.	132
4.25	Puissance en sortie de la fibre AsSe 2010 en fonction de sa longueur.	133
4.26	Transformée de Fourier des spectres enregistrés à partir des images en champ proche de la fibre en verre AsSe.	134
4.27	Principe de l'expérience d'automodulation de phase. CP : contrôleur de polarisation. VA : atténuateur variable.	134
4.28	Elargissement des spectres dû à la SPM en fonction de la puissance crête d'entrée.	135
4.29	Principe de l'expérience du FWM. CP : contrôleur de polarisation.	136
4.30	(a) Signaux en entrée de fibre AsSe. (b) Signaux en sortie de fibre AsSe.	136

4.31 (a) Efficacité du FWM pour la pompe 2 en fonction du désaccord. (b) Efficacité du FWM pour la pompe 1 en fonction de sa puissance moyenne d'entrée.	137
4.32 Trace temporelle du signal anti-Stokes.	138
4.33 Fibre effilée en verre AsSe à cœur suspendu avec adaptation de mode aux extrémités.	139
4.34 SPM et effet Raman observé dans la nouvelle fibre AsSe.	139
4.35 Génération du signal à 10 GHz (a) et à 42,7 GHz (b) et schéma du montage de conversion de longueur d'onde (b). MLL : Mode Locked Laser.	140
4.36 Spectre optique à la sortie de la fibre AsSe (a), pour différentes valeurs du désaccord $\Delta\lambda$ (b), et (c) efficacité expérimentale et simulée du premier ordre du FWM en fonction de $\Delta\lambda$ .	141
4.37 (a) Spectre du signal continu et du signal à 42,7 GHz à l'entrée de la fibre AsSe; (b) Spectre en sortie de fibre AsSe et (c) efficacité du premier ordre du FWM en fonction du désaccord $\Delta\lambda$ .	142
4.38 Diagramme de l'œil des données à 42,7 Gbit.s <sup>-1</sup> mesuré en entrée et en sortie de la fibre AsSe 2011.	143
4.39 Modes d'ordres supérieurs trouvés par la technique d'analyse modale pour la fibre AsSe 2011.	143
4.40 Structure de la nouvelle fibre SRC/Perfos (Août 2011).	144
4.41 Diagramme de l'œil d'un signal 42,7 Gbit.s <sup>-1</sup> à l'entrée de la nouvelle fibre non-linéaire et de signal anti-Stokes mesuré en sortie de la fibre.	144
4.42 Polymères de la famille des polyméthacrylates.	146
4.43 Puissance crête $P_{2\pi}$ en fonction des pertes du guide pour différentes aires effectives $A_{eff}$ pour obtenir un déphasage de $2\pi$ dans des guides polymères dont l'indice non-linéaire est de $10^{-13}$ cm <sup>2</sup> .W <sup>-1</sup> et la longueur est de 2 cm.	148
4.44 Principe du mélange à quatre ondes (FWM).	148
4.45 Simulation de la puissance moyenne du signal anti-Stokes en fonction de la puissance crête de pompe 1 pour un guide polymère dont l'aire effective est de 2 $\mu\text{m}^2$ (a) et de 3 $\mu\text{m}^2$ (b).	149
A.1 Etape 1, soudure de la fibre à gradient d'indice à la silice sans cœur.	157
A.2 Etape 2, clivage de la silice de manière à obtenir un tronçon de silice de longueur $L_s$ solidaire du tronçon de fibre à gradient d'indice.	157
A.3 Etape 3, soudure de la silice à la fibre monomode.	158
A.4 Etape 4, clivage du gradient d'indice.	158
B.1 Etape 1 : (a) Fibre monomode avant fusion. (b) Fibre monomode après fusion.	159
B.2 Etape 2 : (a) Alignement et mise en contact de la lentille d'apport et du tronçon à gradient d'indice. (b) Le programme de la soudeuse est envoyé. (c) Profil géométrique de la micro-lentille obtenue.	159
B.3 Etape 3 : (a) Micro-lentille après apport de matière. (b) Micro-lentille après arc de reprise de rayon de lentille.	160
B.4 Gradhyp125 vue au microscope.	160



# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des fibres chalcogénures. . . . .	44
1.2	Propriétés non-linéaires d'ordre 3 de matériaux polymères . . . . .	45
2.1	Longueurs des tronçons de fibres obtenues avec une précision de $0,01 \mu\text{m}$ . . . . .	70
2.2	Diamètres de modes théoriques et expérimentaux pour les différentes gradisimo85, les longueurs de silice et de gradient d'indice associées sont données dans le tableau 2.1. . . . .	70
2.3	Diamètres de modes $2w$ mesurés en champ proche et distance de travail $z$ théoriques et expérimentaux pour des gradhyps 85 avec des rayons de sphères osculatrices $R$ donnés. . . . .	75
2.4	Distance de travail $z$ mesurée et théorique des gradhyps 125 dont la longueur section à gradient d'indice est de $977 \mu\text{m}$ pour différents rayons de sphère osculatrice $R$ et pour différentes épaisseurs optiques de lentille $ne$ . . . . .	77
2.5	Caractéristiques des fibres gradhyp125 réalisées. . . . .	78
2.6	Distances de travail $z$ et pertes de couplage $P_c$ des micro-lentilles devant une fibre monomode. . . . .	79
2.7	Pertes de couplage des différentes fibres avec la fibre AsSe . . . . .	80
4.1	Caractéristiques de la SMF et la DSF [2, 14] et valeurs mesurées de $(D, \gamma)$ de ces fibres par la nouvelle méthode . . . . .	125
4.2	Les pas de $(D, \gamma)$ dans le calcul itératif . . . . .	125
4.3	Caractéristiques des fibres et guides optiques. . . . .	145



# Index

- S<sup>2</sup> - (Spatially and Spectrally resolved imaging of moded content in fibers), [82](#), [87](#)
- DSF - *fibres à dispersion décalée* (Dispersion Shifted Fiber), [21](#)
- EDFA - *Erbium Doped Fiber Amplifier*, [36](#)
- ENLS - (Equation non-linéaire de Schrödinger), [111](#)
- ER - *Extinction Ratio* (taux d'extinction), [36](#)
- FWM - *Four Wave Mixing* (Mélange à quatre ondes), [33](#), [127](#), [136](#)
- HOM - (Higher Order Mode), [16](#), [82](#), [90](#), [93](#)
- mode LP - *Linearly Polarized*, [16](#), [85](#), [90](#), [99](#), [104](#)
- mode TE - *Transverse Electric*, [16](#)
- mode TH - *Transverse Magnetic*, [16](#)
- NA - *Numerical aperture* (Ouverture numérique), [8](#)
- NZDSF - *fibres à dispersion décalée non-nulle* (Non-Zero Dispersion Shifted Fiber), [21](#)
- PMD - *dispersion des modes de polarisation* (Polarisation Mode Dispersion), [22](#)
- PRBS - *Pseudo-Random Binary Sequence* (Séquence binaire pseudo-aléatoire), [142](#)
- RZ - *Return to Zero* (Retour à Zéro), [142](#)
- SMF - *fibres monomode standard en silice* (Single Mode Fiber), [21](#)
- SPM - *Self-Phase Modulation* (Automodulation de phase), [31](#)
- TDM - *Time-Division Multiplexing* (multiplexage temporel), [38](#)
- WDM - *Wavelength-Division Multiplexing* (multiplexage fréquentiel), [38](#)
- XPM - *Cross-Phase Modulation* (Modulation de phase croisée), [33](#)



# Introduction

Les activités humaines ont de plus en plus besoin de systèmes de télécommunications optiques à haut débit afin de pouvoir transmettre de grandes capacités de données. Les besoins en bande passante augmentent de 80% chaque année et vont très probablement continuer à s'accroître dans le futur [15]. L'amélioration de la capacité de traitement du signal est une des solutions pour transmettre des débits de plus en plus élevés dans les systèmes de transmission optique.

De nos jours, des dispositifs optoélectroniques sont généralement utilisés pour réaliser des fonctions de traitement du signal dans les télécommunications. Même si une grande augmentation de débit a été obtenue grâce aux premiers travaux sur les réseaux optoélectroniques par rapport aux réseaux électroniques dans lesquels le traitement du signal est tout électronique, le débit est encore limité par le temps de réponse des électrons (100 ps) dans la conversion optique/électrique/optique du signal. En particulier, les infrastructures sont déployées principalement pour un débit de  $10 \text{ Gbit.s}^{-1}$  par canal dans les réseaux de télécommunications optiques actuels. Une solution pour la montée en débit d'informations dans les réseaux futurs est l'utilisation de fonctions tout optiques pour le traitement du signal. Plus concrètement, des dispositifs tout optiques pour lesquels le traitement du signal optique est effectué sans passer par des conversions optiques-électroniques ou électroniques-optiques sont donc choisis comme alternative aux dispositifs optoélectroniques. L'amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplifier) est un exemple simple qui montre l'avantage des dispositifs tout optiques. Ce composant peut assurer une amplification directe et sans distorsion de signaux de 100 canaux multiplexés en longueur d'onde. Ceci permet d'éviter l'utilisation de 100 répéteurs régénérateurs optoélectroniques associés à un multiplexeur/démultiplexeur.

L'étude des effets optiques non-linéaires d'ordre 3 (ou effet Kerr) suscite un vif intérêt pour réaliser des fonctions tout optiques, comme la régénération des données, la conversion de longueur d'onde ou le démultiplexage temporel [10, 16, 17]. Les dispositifs basés sur ces effets sont très prometteurs en raison de leur temps de réponse ultra-rapide (quelques femtosecondes). L'obtention de ces effets non-linéaires exige de nouveaux matériaux optiques, de nouvelles fibres ou guides d'ondes qui possèdent une très forte non-linéarité Kerr  $\gamma$  [2] pour fonctionner avec de faibles puissances optiques et réduire les longueurs des composants par rapport aux fibres standards pour lesquelles plusieurs centaines de mètres sont néces-

saires pour obtenir les effets non linéaires attendus. De ce fait, différentes fibres optiques spéciales et différents guides d'ondes non-linéaires ont été développés durant les dernières années [14, 17, 18, 19].

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux effets non-linéaires d'ordre 3 dans de nouvelles fibres et guides d'ondes optiques. Pour obtenir un très fort coefficient non-linéaire  $\gamma$ , il est nécessaire de disposer de guides ou fibres de très fort indice non linéaire  $n_2$  et de très petite aire effective de manière à concentrer la puissance dans le cœur. Nous avons retenu l'étude de guides polymères et de fibres microstructurées en verres de chalcogénures pour leur très fort coefficient non-linéaire  $n_2$  dont la valeur atteint 1 000 respectivement 500 fois celle de la silice des fibres monomodes standard ( $n_2 = 3.10^{-16} \text{ cm}^2.\text{W}^{-1}$ ) à la longueur d'onde de 1 550 nm [9, 17]. Leurs effets non-linéaires sont également étudiés dans le domaine du traitement du signal à des débits de  $10 \text{ Gbit.s}^{-1}$  et  $40 \text{ Gbit.s}^{-1}$ . Les fibres microstructurées sont fabriquées par l'Equipe Verres et Céramiques de l'UMR 6226 Sciences Chimiques de Rennes et la Plate-forme d'Etudes et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales (PERFOS) à Lannion. Les guides polymères de la famille des polyméthacrylates sont développés par le CCLO (Centre Commun Lannionnais d'Optique) dans notre laboratoire dans le cadre de la thèse de H. Mahé (en cours) et du projet ANR MODPOL (MODulateurs à base de POLymères électro-optiques). La présente thèse s'inscrit dans la continuité de celle de Thanh Nam Nguyen [6] pour les fibres microstructurées (soutenue le 3 octobre 2008) et de la thèse de Khalida Messaad [9] (soutenue le 9 juillet 2009) pour les guides polymères.

Les résultats originaux obtenus lors de ce travail de thèse se situent sur les trois plans suivants : l'amélioration de l'efficacité de couplage en utilisant des fibres micro-lentillées, la caractérisation non-linéaire des fibres et guides optiques non-linéaires et la réalisation d'une expérience de conversion de longueur d'onde tout optique à 10 GHz et 40 GHz. Ce manuscrit comporte quatre chapitres.

**Dans le chapitre 1**, nous rappelons les notions générales à l'étude d'effets non-linéaires dans les fibres et dans les guides optiques. Des concepts essentiels sur les fibres et guides optiques telles que la structure, la dispersion chromatique, l'atténuation et le coefficient non-linéaire sont d'abord introduits. Nous présentons ensuite des généralités sur le couplage optique, les effets non-linéaires d'ordre 3 tels que l'automodulation de phase, le mélange à quatre ondes et la modulation de phase croisée et leur application dans les systèmes de transmission optiques. Nous terminons le chapitre par un état de l'art sur les fibres optiques microstructurées et des guides optiques fortement non-linéaires.

**Dans le chapitre 2**, nous présentons nos résultats concernant l'amélioration du couplage dans les fibres et dans les guides en utilisant des fibres micro-lentillées. Ces résultats sont nécessaires pour observer des effets non-linéaires avec de faibles puissances de la source laser. Différents types de microlentilles sont réalisés pour étudier l'influence de la troncature du faisceau se propageant dans ces microlentilles sur le rendement de couplage optique. Notons que cette étude sur le couplage s'inscrit dans la continuité de plusieurs travaux réalisés au laboratoire dans ce domaine, en particulier la thèse de Philippe Chanclou [4] et de

nombreux stages de Master (stage Master Recherche Damien Malardé 2005), d'ingénieur, de Licence Professionnelle (Laurent Caledec 2003, Julien Antier 2004, Benoît Abhervé-Guéguen 2005) ou de DUT (Christelle Guesnon 2009). Cependant des études complémentaires étaient nécessaires, c'est pourquoi nous proposons également une amélioration de la modélisation des microlentilles pour obtenir une meilleure adéquation entre théorie et expérience.

**Dans le chapitre 3**, nous présentons notre contribution au développement d'une nouvelle technique d'analyse modale qui permet de déterminer les modes se propageant dans des fibres ainsi que leur distribution de puissance. Le principe de la technique est généralisé et une technique complète permettant d'éliminer des modes parasites qui peuvent être produits lors de la mesure sont présentés.

**Le chapitre 4** est consacré à la caractérisation des nouvelles fibres optiques et à l'étude de la fonction de conversion de longueur d'onde optique à 10 GHz et 40 GHz à base de ces fibres. Nous présentons tout d'abord trois nouvelles techniques de caractérisation de la dispersion chromatique et du coefficient non-linéaire d'une fibre ou d'un guide optique. Ces nouvelles techniques sont ensuite utilisées avec les résultats présentés dans le chapitre 2 et le chapitre 3 pour caractériser et mettre en évidence des effets non-linéaires d'ordre 3 dans des fibres microstructurées en verre de chalcogénures. La conversion de longueur d'onde optique à 10 GHz et 40 GHz est réalisée dans ces nouvelles fibres. Nous terminons ce chapitre en présentant les conditions nécessaires pour observer des effets non-linéaires dans les guides polymères.



# Chapitre 1

## Introduction à l'étude d'effets non-linéaires dans les fibres et dans les guides optiques

Ce chapitre vise à fournir un aperçu général du guidage de la lumière dans des fibres et guides optiques ainsi que des effets optiques non-linéaires d'ordre 3 qui seront étudiés au cours de cette thèse.

Ce chapitre est organisé comme suit. Dans un premier temps, nous présentons brièvement les fibres et les guides optiques. Nous y abordons notamment les notions fondamentales sur la propagation des modes et sur les paramètres importants dans les fibres et guides optiques. La deuxième partie présente des généralités sur le couplage optique. La dernière partie est consacrée aux fibres et guides non-linéaires ainsi qu'aux effets non-linéaires d'ordre 3 et à leur application dans les systèmes de transmissions optiques, comme la régénération des données ou le démultiplexage temporel. Quelques généralités sur les fibres microstructurées et guides polymères ainsi que leurs états de l'art sont également présentés.

### 1.1 Généralités sur les fibres et guides optiques

Suivant une approche géométrique, le principe du guidage de la lumière est basé sur le phénomène de réflexion totale interne. Lorsqu'un rayon lumineux se propage d'un milieu d'indice  $n_1$  vers un milieu d'indice  $n_2$  inférieur à  $n_1$ , il subit une réflexion totale à l'une des interfaces si l'angle d'incidence  $\varphi$  de ce rayon par rapport à la normale à l'interface est supérieur à l'angle critique  $\varphi_c$  défini par [20] :

$$\sin \varphi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (1-1)$$

La lumière est donc guidée par une série de réflexions totales internes comme illustré sur la figure 1.1.

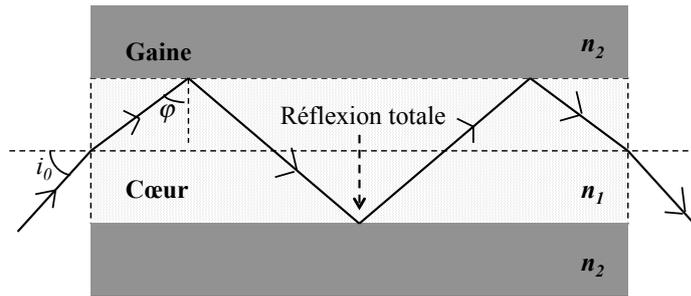


FIGURE 1.1 – Principe du guidage par réflexion totale interne.

Différentes structures de guidage de la lumière utilisant le principe décrit ci-dessus ont été développées, on peut les classer en deux grands types :

- Les fibres optiques : structures à symétrie de révolution, elles permettent par exemple de transmettre des signaux optiques sur de longues distances à des débits très importants.
- Les guides d'ondes diélectriques : à structures planaires, ils sont utilisés en optique intégrée en raison de leur taille compacte de quelques millimètres à quelques centimètres de longueur pour réaliser des fonctions optiques.

### 1.1.1 Fibres optiques standards

La figure 1.2 schématise la section transversale d'une fibre optique standard. Elle est formée d'un cœur d'indice  $n_1$  entouré d'une gaine optique d'indice  $n_2$  et d'une gaine de protection en polymère. Le cœur est constitué d'un matériau diélectrique transparent tel que la silice dopée en oxyde de germanium  $\text{GeO}_2$  et/ou de l'oxyde de phosphate ( $\text{P}_2\text{O}_5$ ) [6]. Le diamètre du cœur est de quelques micromètres. Le matériau de la gaine optique est généralement la silice pure.

Pour le guidage de la lumière, les conditions de réflexion totale interne doivent être satisfaites. Cela signifie que l'indice du cœur  $n_1$  doit être supérieur à celui de la gaine  $n_2$ . Tous les rayons dont l'angle d'incidence par rapport à la surface de séparation des deux milieux cœur et gaine  $\varphi > \varphi_c$  restent confinés au voisinage du cœur. Ceci implique que l'angle d'incidence  $i$  de la lumière qui arrive dans l'air en entrée de guide soit inférieur à une valeur critique  $i_0$  par rapport à la normale au dioptre d'entrée de ce guide (voir la figure 1.1) tel que [20] :

$$\sin i_0 = n_1 \cos \varphi_c = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_c} \quad (1-2)$$

Cet angle critique  $i_0$  est appelé angle d'acceptance de la fibre et on définit l'ouverture numérique (où NA pour Numerical Aperture) par  $NA = \sin i_0$ . Cette ouverture numérique est d'autant plus grande que l'angle d'acceptance est grand. En utilisant la relation (1-1) et (1-2), on trouve :

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-3)$$

L'ouverture numérique peut aussi s'exprimer comme suit :

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta}, \tag{1-4}$$

où  $\Delta = (n_1^2 - n_2^2)/(2n_1^2)$  est la différence relative d'indice entre le cœur et la gaine. Dans le cas où  $n_1 \approx n_2$ , on peut faire l'approximation suivante :

$$\Delta = (n_1 - n_2)/n_1. \tag{1-5}$$

La fibre optique est à symétrie cylindrique. Dans le système de coordonnées cylindriques  $(r, \varphi, z)$ , l'indice de réfraction est donc invariant suivant la coordonnée angulaire  $\varphi$  et la coordonnée axiale  $z$ . Pour la coordonnée radiale  $r$ , l'indice de réfraction  $n$  peut varier pourvu que l'indice du cœur reste toujours supérieur à celui de la gaine. Cette variation est définie par le profil d'indice. Selon la forme du profil d'indice, les fibres optiques sont classifiées en deux types : les fibres à saut d'indice et les fibres à gradient d'indice.

La figure 1.3 montre le profil d'indice d'une fibre à saut d'indice et une fibre à gradient d'indice. Pour une fibre à saut d'indice dont le rayon du cœur est  $a$ , on note :

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & \text{si } r < a \\ n_2 & \text{si } r \geq a \end{cases}. \tag{1-6}$$

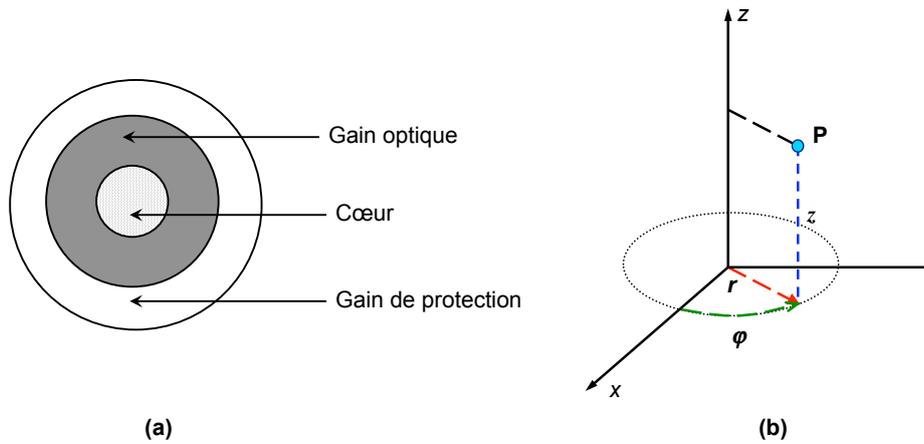


FIGURE 1.2 – (a) Section transverse d'une fibre optique à saut d'indice et (b) système de coordonnées cylindriques.

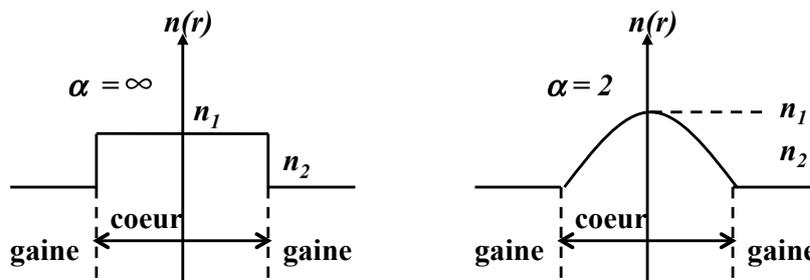


FIGURE 1.3 – Profils d'indice de fibre : (a) saut d'indice, (b) gradient d'indice parabolique.

Inversement, l'indice de réfraction d'une fibre à gradient d'indice décroît progressivement du centre de la fibre vers la gaine.

En général, le profil peut s'écrire :

$$n^2(r) = n_1^2 \begin{cases} 1 - 2\Delta\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha & \text{si } r < a \\ 1 - 2\Delta & \text{si } r \geq a \end{cases}, \quad (1-7)$$

où  $n_1 > n_2$ . On retrouve la fibre à saut d'indice pour  $\alpha = \infty$ , la fibre à gradient d'indice parabolique pour  $\alpha = 2$  et une fibre à gradient d'indice linéaire pour  $\alpha = 1$ .

### 1.1.2 Guides d'ondes optiques

A l'inverse des fibres optiques à symétrie de révolution dans lesquelles les ondes lumineuses peuvent être transportées sur une longue distance, les guides d'ondes optiques sont utilisés pour transmettre la lumière dans des milieux diélectriques planaires de taille compacte (de quelques millimètres à quelques centimètres).

La forme la plus simple du guide d'onde est le guide plan. Son schéma est présenté sur la figure 1.4. La zone de cœur d'indice de réfraction  $n_1$  est déposée sur un substrat (gaine inférieure) d'indice de réfraction  $n_2$ . Le milieu au-dessus du cœur est appelé superstrat ou gaine supérieure. Son indice est noté  $n_3$ . L'indice de réfraction  $n_3$  est égal à 1 si la gaine supérieure est de l'air, il peut avoir une autre valeur si le cœur est entouré de matériaux diélectriques des deux côtés. La condition de réflexion totale interne conduit aux inégalités :

$$n_1 > n_2, \quad n_1 > n_3. \quad (1-8)$$

Si  $n_2 = n_3$ , nous parlons d'un guide plan symétrique. Dans le cas où  $n_2 > n_3$ , le guide plan est asymétrique. L'angle critique  $\varphi_c$  de réflexion totale interne est le même que dans les fibres optiques (voir l'équation 1-1).

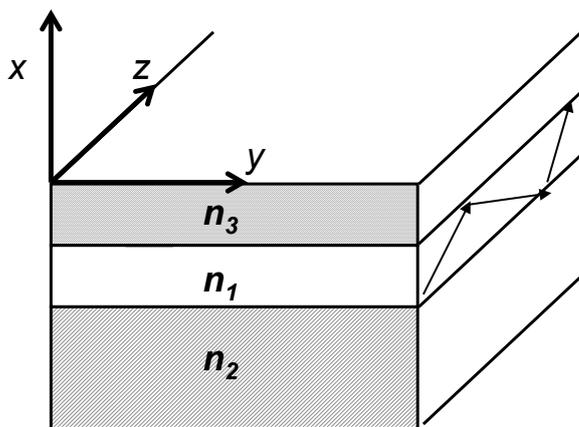


FIGURE 1.4 – Schéma du guide d'onde plan.

Un rayon lumineux peut être associé à un front d'onde en utilisant la notion de chemin optique. Cette notion est définie comme le produit de la longueur géométrique parcourue

par la lumière par l'indice de réfraction du milieu dans lequel elle se propage. En utilisant cette notion, nous pouvons associer une phase au rayon lumineux. Un rayon qui parcourt une distance  $s$  parcourt un chemin optique  $n_1s$  dans le milieu 1. Sa phase par rapport au point de départ où  $s = 0$  est alors :

$$\phi = -n_1ks, \quad (1-9)$$

avec  $k$  la constante de propagation en espace libre des ondes planes :

$$k = 2\pi/\lambda \quad (1-10)$$

Cependant, le déphasage n'est pas seulement accumulé par la distance parcourue dans le milieu mais aussi par la réflexion à une interface diélectrique. Dans les conditions de réflexion totale interne, une onde dont le vecteur électrique est polarisé parallèlement à l'interface subit un déphasage [1] :

$$\phi_2 = -2 \arctan \left[ (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} / (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \right]. \quad (1-11)$$

Le paramètre  $\beta$  est la projection de la constante  $k$  sur l'axe de propagation  $z$  :

$$\beta = n_1 k \cos\theta. \quad (1-12)$$

Pour une onde dont le vecteur champ magnétique est parallèle à l'interface, nous obtenons le déphasage [1] :

$$\phi_3 = -2 \arctan \left[ n_1^2/n_2^2 (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} / (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \right]. \quad (1-13)$$

Le guide d'onde plan est un modèle utile qui nous permet d'étudier les propriétés de la propagation des ondes dans des guides d'ondes diélectriques. Dans la plupart des applications pratiques en optique intégrée, des guides d'ondes plus compliqués sont utilisés, en particulier des guides d'ondes rectangulaires. Ce sont des guides composés de bandes rectangulaires diélectriques entourées d'autres matériaux diélectriques. Un exemple de guide rectangulaire est donné sur la figure 1.5.

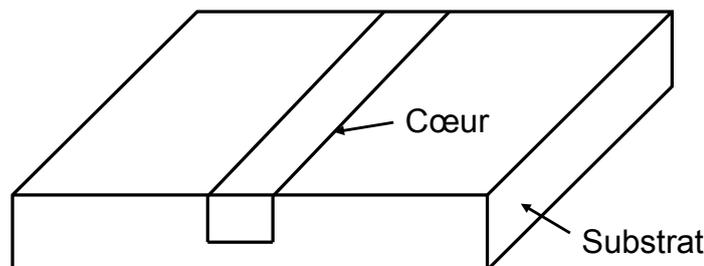


FIGURE 1.5 – Exemple d'un guide d'onde rectangulaire, d'après [1].

### 1.1.3 Modes de propagation

#### 1.1.3.1 Approche géométrique

Dans le paragraphe précédent, nous avons abordé les conditions de réflexion totale interne pour guider la lumière dans des fibres ou guides optiques. L'une des conditions est que l'angle d'incidence de la lumière à l'entrée du guide  $i$  soit inférieur à une valeur critique  $i_0$  notée dans l'équation (1-2). Toutefois, cela ne signifie pas que tous les rayons qui arrivent avec des angles d'incidence arbitraires  $i$  inférieurs à l'angle critique  $i_0$  peuvent se propager dans des fibres ou guides optiques. Seuls les rayons qui vérifient les conditions d'interférences constructives correspondront à des modes guidés. Ceci conduit à des angles d'incidence discrets associés à des modes guidés en approche géométrique [1].

La raison de la propriété discrète est liée à la notion de phase du rayon présentée dans les équations (1-9)-(1-13). La figure 1.6 montre un exemple simple du front d'ondes planes (lignes en pointillés) se propageant dans un guide d'onde plan. Prenons deux points  $A$ ,  $B$  placés sur la figure. Les fronts d'ondes qui passent par ces deux points appartiennent tous deux à la même onde plane. Les points mis sur le même front ont les mêmes phases. Par conséquent, la longueur de chemin optique du rayon  $AB$  diffère de celle de  $CD$  par un multiple de  $2\pi$ . La distance entre  $A$  et  $B$  est :

$$s_1 = [(1/\tan \theta) - \tan \theta] d \cos \theta, \quad (1-14)$$

et la distance  $CD$  est :

$$s_2 = d/\sin \theta. \quad (1-15)$$

Cependant, en plus du déphasage accumulé par la distance réelle du trajet  $s_2$ , le rayon  $CD$  a également subi deux réflexions totales internes qui conduisent à un déphasage  $\phi_2$  (réflexion sur l'interface de milieu  $n_2$ ) et le déphasage  $\phi_3$  (réflexion sur l'interface de milieu  $n_3$ ). Ainsi, la condition pour que les deux rayons contribuent à la même onde plane peut être exprimée par la relation :

$$n_1 (s_2 - s_1) k + \phi_2 + \phi_3 = 2N\pi, \quad (1-16)$$

où  $N$  est un nombre entier. L'équation ci-dessus explique pourquoi les angles d'incidence de l'onde à l'entrée du guide sont discrets. Elle détermine les angles d'incidence des rayons permis ou la valeur du paramètre (valeur propre)  $\beta$  défini par  $\beta = n_1 k \cos \theta$ . Une telle équation est appelée équation aux valeurs propres. Grâce à la différence entre le déphasage  $\phi_2$  et  $\phi_3$  pour les deux polarisations des ondes possibles, on peut obtenir deux équations aux valeurs propres différentes. Nous appelons l'onde dont le vecteur champ électrique est parallèle à l'interface l'onde TE (Transverse Electrique) et celle dont le vecteur champ magnétique est parallèle à l'interface le TM (Transverse Magnétique). En utilisant les équations (1-11)-(1-16), l'équation aux valeurs propres correspondant à l'onde TE est la suivante [1] :

$$\tan \kappa d = \kappa (\gamma + \delta) / (\kappa^2 - \gamma \delta), \quad (1-17)$$

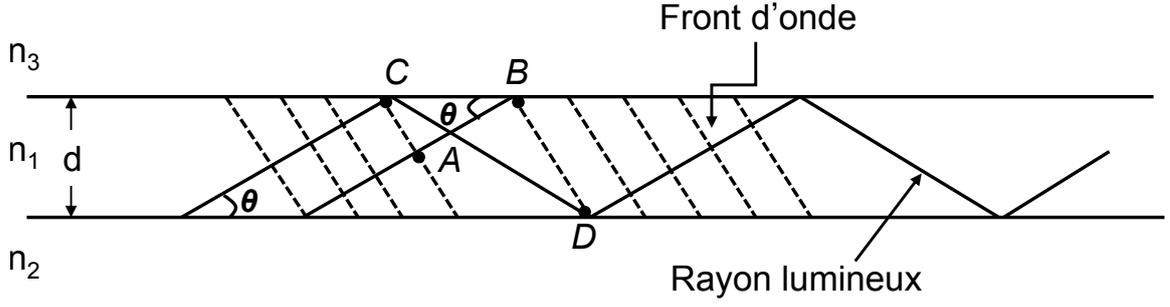


FIGURE 1.6 – Front d'ondes se propage dans un guide d'onde plan.

avec les abréviations :

$$\kappa = (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} = n_1 k \sin \theta, \quad (1-18)$$

$$\gamma = (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} = [(n_1^2 - n_2^2) k^2 - \kappa^2]^{1/2}, \quad (1-19)$$

et

$$\delta = (\beta^2 - n_3^2 k^2)^{1/2} = [(n_1^2 - n_3^2) k^2 - \kappa^2]^{1/2}. \quad (1-20)$$

De la même manière, on trouve l'équation aux valeurs propres correspondant à l'onde TM [1] :

$$\tan \kappa d = n_1^2 \kappa^2 (n_3^2 \gamma + n_2^2 \delta) / (n_2^2 n_3^2 \kappa^2 - n_1^4 \gamma \delta). \quad (1-21)$$

A partir de cette équation, nous pouvons déterminer les angles d'incidence discrets  $\theta$  des rayons permis qui correspondent à des modes guidés.

Dans cette partie nous avons donné une approche géométrique de la propagation des modes dans des guides ou les fibres optiques. Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier la description exacte du guidage des modes à l'aide des équations de Maxwell.

### 1.1.3.2 Approche électromagnétique

La propagation des champs optiques peut être décrite en utilisant les équations de Maxwell. Ces équations constituent les postulats de base de l'électromagnétisme et peuvent être écrites sous la forme [1, 21] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \partial \vec{H} / \partial t, \quad (1-22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (1-23)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho, \quad (1-24)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1-25)$$

à l'aide de l'opérateur

$$\vec{\nabla} = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}, \quad (1-26)$$

( $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  et  $\vec{e}_z$  sont des vecteurs unitaires dans un système de coordonnées rectangulaires).

Nous rappelons que les vecteurs sont définis de la manière suivante :  $\vec{E}$  est le vecteur électrique,  $\vec{B}$  le vecteur induction magnétique, ou plus couramment le vecteur magnétique,  $\vec{D}$  le vecteur induction électrique,  $\rho$  la densité volumique de charges électriques libres, telles que les électrons dans un conducteur,  $\vec{H}$  le vecteur excitation magnétique,  $\vec{J}$  le vecteur densité de courant électrique dû au déplacement des charges électriques libres.  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide.  $n$  est l'indice de réfraction du milieu. Nous supposons ici que les matériaux ne sont pas magnétiques. L'utilisation de  $\mu_0$  est donc suffisante dans l'équation (1-23). La propagation d'onde dans des guides d'onde diélectriques ou les fibres optiques est régie par les équations de Maxwell et les conditions aux limites à l'interface diélectrique. Un mode optique guidé est alors défini comme une solution spécifique de ces équations qui satisfait aux conditions aux limites et pour laquelle la distribution spatiale ne varie pas au cours de la propagation.

Pour une meilleure compréhension, nous allons étudier les modes se propageant dans une fibre optique à saut d'indice dont le profil d'indice est donné par la relation (1-6) :

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & \text{si } r < a \\ n_2 & \text{si } r \geq a \end{cases}. \quad (1-27)$$

Grâce à la symétrie cylindrique de la fibre, les équations de Maxwell (1-22) et (1-25) peuvent être réduites à une équation dans le système de coordonnées cylindriques ( $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ) comme suit [3] :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0. \quad (1-28)$$

En séparant les variables dans :

$$E_z = R(r)F(\varphi)Z(z), \quad (1-29)$$

on obtient trois équations différentielles à partir de l'équation (1-28) :

$$d^2 Z/dz^2 + \beta^2 Z = 0, \quad (1-30)$$

$$d^2 F/d\varphi^2 + m^2 F = 0, \quad (1-31)$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left( n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0. \quad (1-32)$$

Les solutions des équations (1-30) et (1-31) sont :

$$Z = \exp(i\beta z), \quad (1-33)$$

$$F = \exp(im\varphi), \quad (1-34)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation et  $m$  est un nombre entier parce que le champ doit être périodique en  $\varphi$  de période de  $2\pi$ . L'équation (1-32) est satisfaite par les fonctions de Bessel [22]. Grâce à la condition aux limites telles que le champ pour un mode guidé doit être fini lorsque  $r = 0$  et converge vers 0 lorsque  $r = \infty$ , la solution de l'équation (1-28) est donc :

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(pr) \exp(im\varphi) \exp(i\beta z), & r \leq a \\ CK_m(qr) \exp(im\varphi) \exp(i\beta z), & r > a \end{cases}, \quad (1-35)$$

où  $A$  et  $C$  sont des constantes et  $J_m$  et  $K_m$  sont deux fonctions de Bessel [22]. Les paramètres  $p$ ,  $q$  sont définis par :

$$p^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, \quad (1-36)$$

$$q^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2. \quad (1-37)$$

De même, la forme de la solution de  $H_z$  est la même que  $E_z$  mais avec des constantes  $B$ ,  $D$  différentes :

$$H_z = \begin{cases} BJ_m(pr) \exp(im\varphi) \exp(i\beta z), & r \leq a \\ DK_m(qr) \exp(im\varphi) \exp(i\beta z), & r > a \end{cases}, \quad (1-38)$$

Les autres composantes électromagnétiques  $E_\rho$ ,  $E_\varphi$ ,  $H_\rho$  et  $H_\varphi$  peuvent être exprimées en fonction de  $E_z$  et  $H_z$  en utilisant les équations de Maxwell. En plus, l'écriture des conditions aux limites pour les composantes tangentielles de  $E$  et  $H$ , continues à l'interface cœur/gaine, conduisent à la continuité de  $E_z$ ,  $H_z$ ,  $E_\varphi$ ,  $H_\varphi$  pour  $r = a$ . Par conséquent, on obtient un ensemble de quatre équations homogènes satisfaites pour  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  [3]. La solution de ces équations est non triviale seulement si le déterminant des coefficients de la matrice est nul. La valeur propre ou la constante de propagation  $\beta$  est alors résolue par l'annulation du déterminant.

En général, pour un ensemble donné de paramètres  $k_0$ ,  $a$ ,  $n_1$  et  $n_2$ , il peut y avoir plusieurs solutions pour la constante de propagation  $\beta_{mn}$  correspondant à une valeur entière de  $m$ . Chaque valeur propre  $\beta_{mn}$  correspond à un mode guidé dont la distribution spatiale est le vecteur propre obtenu par les équations (1-35), (1-38) et les conditions de continuité. Dans le cas général où  $m \neq 0$  et les deux composantes  $E_z$  et  $H_z$  sont non nulles, les modes des fibres sont donc appelés modes hybrides [3] et sont notés par  $HE_{mn}$  ou  $EH_{mn}$ , selon que  $H_z$  ou  $E_z$  domine. En particulier, si  $m = 0$ , une onde telle que  $E_z = 0$  ( $HE_{0n}$ ) dite onde transverse électrique est désignée par  $TE_{0n}$ . Une onde telle que  $H_z = 0$  ( $EH_{0n}$ ) dite onde transverse magnétique est désignée par  $TM_{0n}$ .

Dans les systèmes de transmission optiques, le paramètre de guidage  $\Delta$  défini dans l'équation (1-3) est souvent faible (quelque % au maximum). C'est ce qu'on appelle l'approximation du guidage faible. Dans ce cas, les deux composantes  $E_z$  et  $H_z$  sont proches de zéro et le champ électromagnétique peut avoir une polarisation quelconque. Les modes

correspondants sont donc polarisés linéairement et notés  $LP_{mn}$  (Linearly Polarized). Dans ce cas, la fonction de distribution des modes  $LP_{mn}$  dans la fibre s'écrit [23] :

$$\psi_{mn}(r, \varphi) = \begin{cases} AJ_l\left(\frac{u_{mn}r}{a}\right) \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases} & \text{si } r < a \\ A \frac{J_l(u_{mn})}{K_l(v_{mn})} K_l\left(\frac{v_{mn}r}{a}\right) \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases} & \text{si } r > a \end{cases}, \quad (1-39)$$

où  $u_{nm} = ap_{nm}$  et  $v_{nm} = aq_{nm}$ . Dans une fibre monomode, le mode fondamental  $LP_{01}$  est le seul mode guidé. Les profils d'intensité des modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$  en fonction de coordonnées cartésiennes  $(x, y)$  sont représentés sur la figure 1.7. Les profils transverses d'intensités correspondant de ces modes dans la direction  $y$  sont illustrés sur la figure 1.8.

Bien que l'amplitude du mode fondamental  $LP_{01}$  peut être exprimée par des fonctions de Bessel comme l'illustre l'équation (1-39), en pratique, l'approximation gaussienne du mode fondamental est souvent utilisée [23] pour aboutir à des expressions analytiques simples. Cette approximation consiste à approcher la distribution transverse du mode fondamental par une gaussienne de façon à pouvoir déterminer, par exemple, les pertes aux raccordements, l'efficacité d'injection ou bien les pertes par courbure.

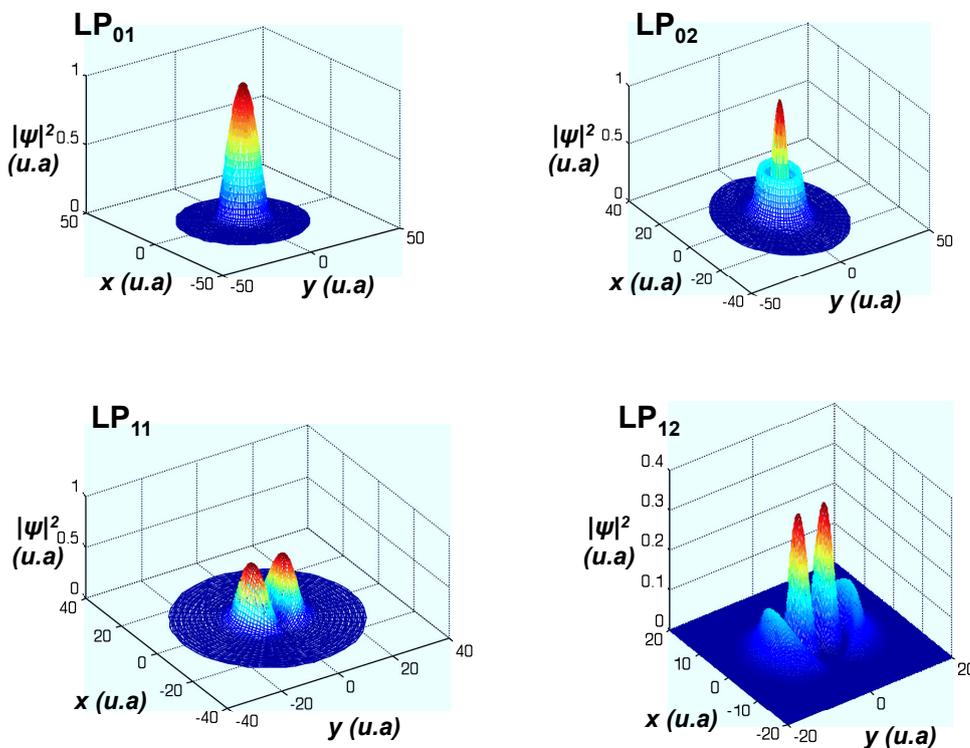
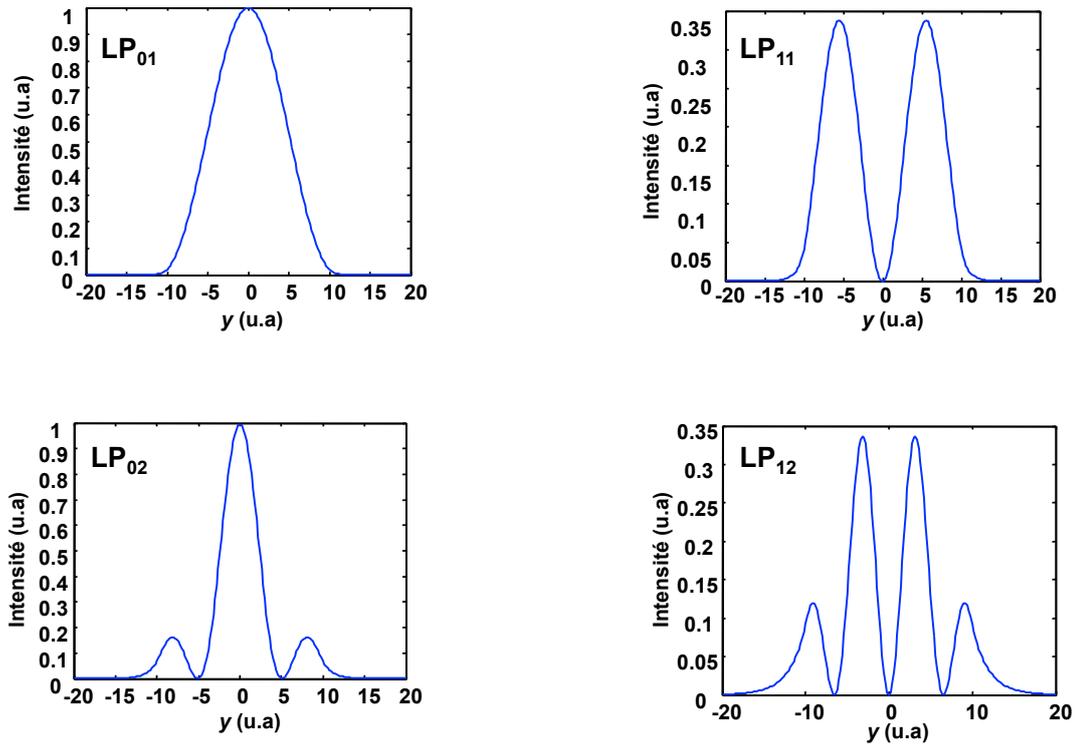


FIGURE 1.7 – Distribution d'intensité des modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$ .

FIGURE 1.8 – Profils transverses dans la direction  $y$  des modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$ .

La forme approchée du mode fondamental est :

$$\psi(r) = Ae^{-r^2/w^2} \quad (1-40)$$

Pour choisir  $w$  de manière à bien approximer la courbe réelle,  $R(r)$ , on le choisit de manière à maximiser l'intégrale de recouvrement entre les solutions approchée et exacte :

$$\eta = \frac{\int_0^\infty e^{-r^2/w^2} R(r)rdr}{\left(\int_0^\infty e^{-2r^2/w^2} rdr \int_0^\infty R^2(r)rdr\right)^{1/2}} \quad (1-41)$$

Lorsque  $\eta$  est maximum,  $w$  est optimisé. La figure 1.9 montre un exemple d'approximation gaussienne pour une fibre à saut d'indice.

Il existe une expression analytique empirique qui permet de déterminer  $w$  en fonction de la fréquence normalisée  $V = ak_0\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ . C'est la formule de Marcuse :

$$\frac{w}{a} = 0.65 + 1.65V^{-3/2} + 2.879V^{-6} \quad (1-42)$$

où  $a$  est le rayon du coeur. Cette formule est précise à mieux que 1 % pour  $1.2 < V < 4$ .

L'approximation gaussienne du mode fondamental sera utilisée dans les chapitre suivants pour déterminer les pertes de coupage et simuler des effets optiques non-linéaires.

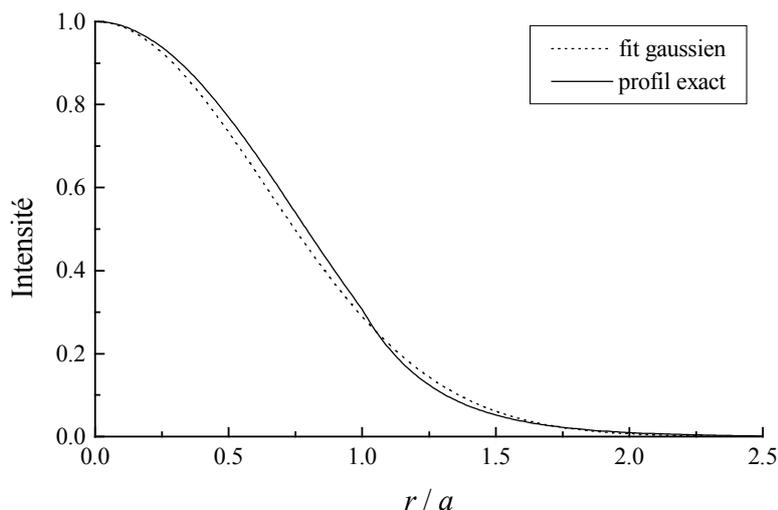


FIGURE 1.9 – Exemple d'approximation gaussienne pour une fibre à saut d'indice.  $V = 2$ .

### 1.1.4 Propriétés des fibres optiques

Dans cette partie, nous allons introduire brièvement quelques paramètres de base des fibres optiques : l'atténuation, la dispersion chromatique et la non-linéarité Kerr.

#### 1.1.4.1 L'atténuation

L'atténuation est la diminution de l'énergie d'un signal à travers le milieu de propagation. Elle est importante dans les télécommunications en tant que facteur limitatif qui contribue à limiter la distance de transmission des signaux. Le coefficient d'atténuation linéique  $\alpha_0$  ( $\text{m}^{-1}$ ) permet de calculer la puissance du signal en fonction de la longueur de la fibre :

$$P_L = P_0 \exp(-\alpha_0 L), \quad (1-43)$$

où  $P_0$ ,  $P_L$  sont respectivement les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur  $L$ . On utilise souvent le coefficient d'atténuation linéique  $\alpha$  exprimé en  $\text{dB.km}^{-1}$  qui donne l'atténuation du signal en échelle logarithmique sur une distance de transmission de 1 km. Il est relié à  $\alpha_0$  par la relation [3] :

$$\alpha (\text{dB.km}^{-1}) = 4,343 \alpha_0 (\text{km}^{-1}) \quad (1-44)$$

Les pertes des fibres varient suivant la longueur d'onde comme illustré sur la figure 1.10. Il s'agit de la courbe d'atténuation dans une fibre standard en silice fabriquée en 1979 de diamètre de cœur de  $9,4 \mu\text{m}$  et dont la variation relative d'indice  $\Delta = 1,9 \times 10^{-3}$  [2]. La fibre présentait une perte de  $0,2 \text{ dB.km}^{-1}$  à la longueur d'onde de  $1550 \text{ nm}$ . Cette valeur est proche de la limite théorique de  $0,16 \text{ dB.km}^{-1}$  d'une fibre en silice. Dans les télécommunications, les différentes bandes de transmission des réseaux optiques sont choisies autour de la longueur d'onde correspondant à une fenêtre de faible atténuation de la fibre : la bande S (de  $1460 \text{ nm}$  à  $1530 \text{ nm}$ ), la bande C (de  $1530 \text{ nm}$  à  $1565 \text{ nm}$ ), la bande L (de  $1565 \text{ nm}$

à 1 625 nm) et la bande O (de 1 310 nm à 1 360 nm).

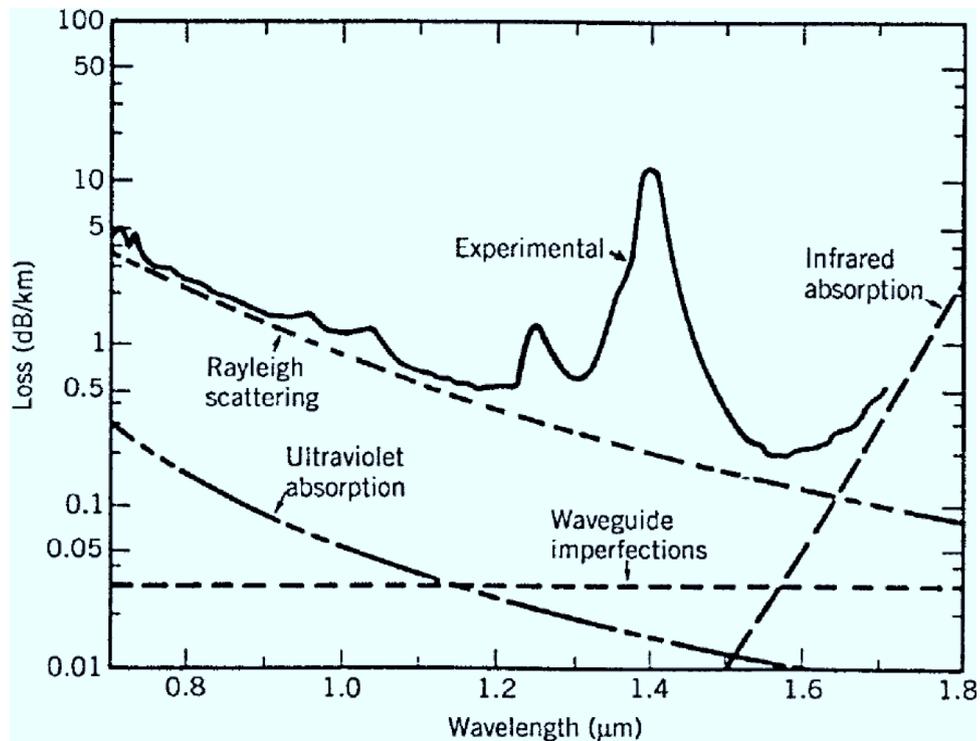


FIGURE 1.10 – Atténuation dans une fibre optique en silice, d'après [2].

L'atténuation de la fibre a plusieurs origines [24]. Les deux plus importantes sont l'absorption du matériau et la diffusion Rayleigh [3] :

- L'absorption du matériau peut être divisée en deux catégories : les pertes d'absorption intrinsèque correspondent à l'absorption de la silice ( $\text{SiO}_2$ ), tandis que les pertes d'absorption extrinsèque sont causées par des impuretés dans la silice. L'absorption intrinsèque du matériau montrée sur la figure 1.10 est inférieure à  $0,1 \text{ dB.km}^{-1}$  sur une plage de longueur d'onde de  $0,8$  à  $1,6 \mu\text{m}$ . Des impuretés telles que Fe, Cu, Co, Ni, Mn, et Cr absorbent fortement ( $< 1 \text{ dB.km}^{-1}$ ) autour de  $0,6$  à  $1,6 \mu\text{m}$ . Toutefois, leur proportion peut être fortement réduite en utilisant des techniques modernes. Dans la silice de grande pureté, les ions  $\text{OH}^-$  constituent la source d'absorption extrinsèque majeure. Une concentration aussi faible qu'une partie par million peut entraîner une perte d'environ  $50 \text{ dB.km}^{-1}$  à la longueur d'onde de  $1,39 \mu\text{m}$ . Ils sont la cause de séparation de la bande conventionnelle C et la bande originelle O dans les télécommunications.
- La diffusion Rayleigh concerne la diffusion des ondes dont la longueur d'onde est beaucoup plus grande que la taille des particules diffusantes. Les pertes dues à la diffusion Rayleigh sont donc d'autant plus petites que le diamètre des particules diffusantes est plus grand. Les pertes intrinsèques dans une fibre silice peuvent s'écrire comme suit

[3] :

$$\alpha_R = C/\lambda^4, \quad (1-45)$$

où la constante  $C$  varie de 0,7 à 0,9 dB.km<sup>-1</sup>.μm<sup>4</sup>. Le coefficient  $\alpha_R$  a une valeur de 0,12 – 0,16 dB.km<sup>-1</sup> à longueur d'onde de 1,55 μm.

#### 1.1.4.2 La dispersion chromatique

Un milieu est dit dispersif lorsque son indice de réfraction varie en fonction de la longueur d'onde  $n = f(\lambda)$ . Lors de la propagation d'une onde dans une fibre optique, la vitesse de phase  $v$  qui représente la vitesse à laquelle la phase d'une composante de fréquence donnée  $\nu$  se propage est liée à l'indice de réfraction  $n$  par :

$$v = c/n, \quad (1-46)$$

et la vitesse de groupe qui représente la vitesse à laquelle l'enveloppe de l'onde se propage peut s'écrire comme suit :

$$v_g = c \left( n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1}, \quad (1-47)$$

où  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide et  $\lambda$  la longueur d'onde. Dans les fibres optiques, la dispersion est un phénomène lié au fait que la vitesse de groupe dépend de la fréquence. La dispersion est également appelée dispersion chromatique pour souligner la dépendance en longueur d'onde de ce phénomène, ou dispersion de la vitesse de groupe (GVD) pour mettre l'accent sur le rôle de la vitesse de groupe.

Mathématiquement, la dispersion chromatique peut être définie en développant la constante de propagation  $\beta$  en série de Taylor autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  de l'onde [2] :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (1-48)$$

où

$$\beta_n = \left( \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (1-49)$$

Le paramètre  $\beta_1$  est lié à la vitesse de groupe des ondes  $\beta_1 = 1/v_g$ , le paramètre  $\beta_2$  est le coefficient de dispersion du deuxième ordre, et le paramètre  $\beta_3$  le coefficient de dispersion du troisième ordre. En pratique, on utilise plus souvent le paramètre de dispersion  $D$  (ps.nm<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup>) pour définir un écart temporel en picoseconde entre deux longueurs d'ondes espacées de 1 nm pour 1 km de propagation. Ce paramètre est défini par [2] :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (1-50)$$

Si  $D < 0$ , les composantes rouges de fréquence se propagent plus vite que les composantes bleues. Le régime de dispersion est alors appelé régime de dispersion normale. Inversement, des composantes bleues se propagent plus vite que des composantes rouges en régime de dispersion anormale si  $D > 0$ .

Dans un milieu linéaire, la dispersion chromatique est la cause de l'élargissement ou de la compression d'une impulsion dans le domaine temporel au cours de sa propagation. Considérons une impulsion gaussienne non 'chirpée' ou sans dérive de fréquence de durée  $T_0$  se propageant dans une fibre de dispersion  $D$  pour laquelle le champ incident a pour expression :

$$U(0, T) = \exp\left[-\frac{T^2}{2T_0^2}\right], \quad (1-51)$$

avec  $T$  le temps. Cette impulsion conserve sa forme au cours de sa propagation sur une distance  $z$ , mais sa largeur temporelle subit un élargissement et devient [2] :

$$T_1 = T_0 \left[1 + (z/L_D)^2\right]^{1/2}, \quad (1-52)$$

où  $z$  est la distance de propagation et  $L_D$  la longueur de dispersion :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (1-53)$$

La longueur de dispersion  $L_D$  détermine l'élargissement temporel. Elle correspond également à la longueur de fibre pour laquelle une impulsion va être élargie d'un facteur  $\sqrt{2}$  si la fibre est purement dispersive. La figure 1.11 illustre l'élargissement temporel d'une impulsion Gaussienne en fonction du rapport  $z/L_D$ . Cet élargissement temporel va limiter le débit binaire d'information  $B$  et la distance de transmission  $L$  d'un système de communication par fibre optique. La dispersion de la fibre peut être dissociée en deux parties, la contribution due aux caractéristiques géométriques du guide d'onde  $D_g$  d'une part et celle due au matériau  $D_m$  d'autre part [6] :

$$D \approx D_g + D_m. \quad (1-54)$$

Pour une fibre optique standard à saut d'indice de rayon de cœur  $a$ ,  $D_g$  et  $D_m$  peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$D_g \approx -\frac{\lambda_0}{4\pi^2 a^2 n_1 c}, \quad (1-55)$$

$$D_m \approx -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda_0^2}. \quad (1-56)$$

La connaissance des origines de la dispersion chromatique dans les fibres permet de fabriquer des fibres optiques couvrant une large gamme de dispersion à une longueur d'onde donnée. La figure 1.12 illustre une courbe de dispersion d'une fibre monomode standard en silice (SMF) qui a une dispersion positive d'environ  $17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à la longueur d'onde  $1550 \text{ nm}$ . Des fibres dont la dispersion est nulle à  $1550 \text{ nm}$  existent également. Par exemple, la fibre à dispersion décalée (ou DSF pour Dispersion Shifted Fiber) a une dispersion nulle à  $1550 \text{ nm}$ , la fibre à dispersion décalée non-nulle (ou NZDSF pour Non-Zero Dispersion Shifted Fiber) a une dispersion de quelques  $\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à  $1550 \text{ nm}$ .

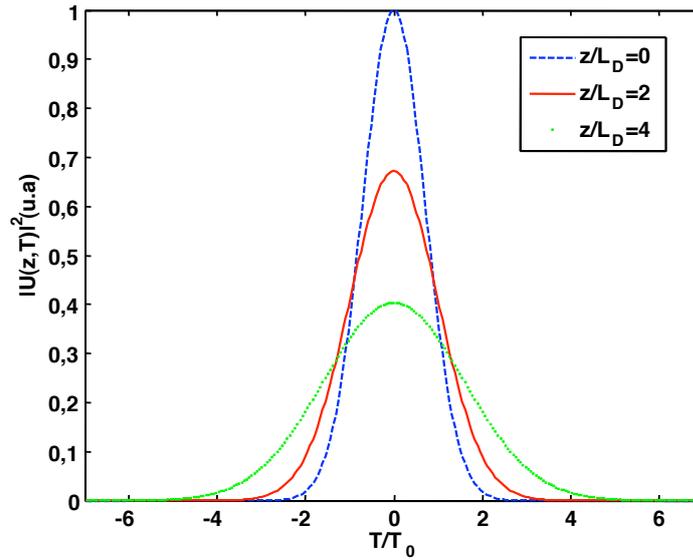


FIGURE 1.11 – Elargissement temporel d'une impulsion gaussienne pour différentes longueurs de fibre.

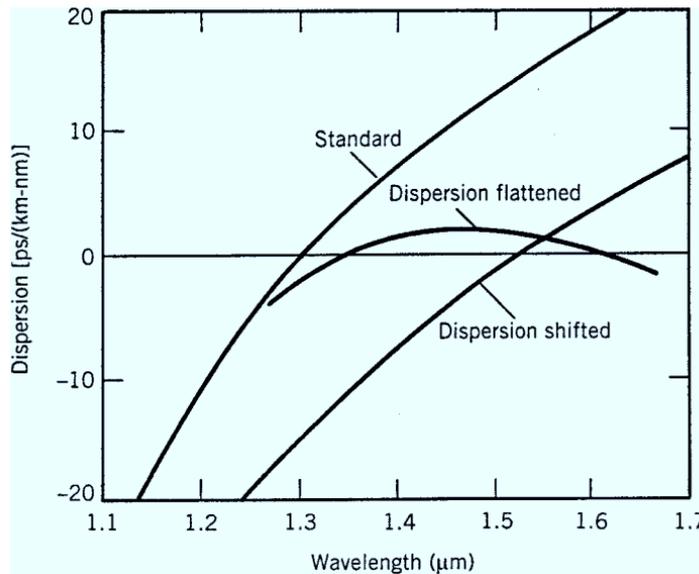


FIGURE 1.12 – Courbe de dispersion de la fibre standard (SMF), la DSF et la NZDSF d'après [3].

Notons ici que pour les fibres à faible dispersion, la dispersion du troisième ordre  $\beta_3$  doit être prise en compte. La pente  $S$  de la dispersion est liée à  $\beta_3$  par la formule [3] :

$$S = \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2. \quad (1-57)$$

En plus de la dispersion chromatique, il existe d'autres formes de dispersion. La dis-

persion intermodale vient du fait que les vitesses de groupe des différents modes LP sont différentes. Elle ne concerne que les fibres multimodes. Elle se traduit en sortie de fibre par un élargissement temporel de l'impulsion dû à l'écart entre les temps de propagation des différents modes. La dispersion des modes de polarisation (PMD pour Polarisation Mode Dispersion) vient du fait que le mode fondamental LP<sub>01</sub> se décompose en deux modes dont les polarisations sont selon deux directions orthogonales. Elle résulte de la biréfringence de la fibre qui conduit à une différence de vitesses de groupe entre les deux états principaux de polarisation de la fibre. Cependant, la PMD peut être négligée dans les systèmes de transmission dont le débit est inférieur à 10 Gbit.s<sup>-1</sup> pour les fibres de très faible PMD, inférieure à 0,1 ps.km<sup>-1/2</sup>.

### 1.1.4.3 L'effet Kerr

Tout milieu diélectrique présente une réponse non-linéaire à un champ électromagnétique intense. En particulier, l'effet Kerr est la réponse non-linéaire de l'indice de réfraction  $n$  du milieu, modulée par l'intensité optique [3] :

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1-58)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire,  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire et  $I$  l'intensité de l'onde optique. L'origine physique de cet effet réside dans la réponse anharmonique des électrons à des champs optiques. L'interaction du champ électrique  $E$  avec des charges des dipôles du milieu diélectrique conduit à un écart entre les charges positives et les charges négatives. Lorsque l'écart entre les charges à leurs positions d'origine (équilibre) n'est plus négligeable par rapport aux dimensions de l'atome, la force de rappel exercée par les moments dipolaires n'est plus proportionnelle au déplacement, c'est le domaine de l'optique non-linéaire. Ceci va donc induire une polarisation qui peut être exprimée par [3] :

$$P = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} EE + \chi^{(3)} EEE + \dots + \chi^{(n)} E^n \right), \quad (1-59)$$

où  $\varepsilon_0$  représente la permittivité du vide,  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$  sont respectivement les susceptibilités du premier, deuxième et troisième ordre. Le tenseur  $\chi^{(1)}$  est responsable de l'indice de réfraction et de l'absorption linéaire, le tenseur  $\chi^{(2)}$  est responsable entre autres de la génération de seconde harmonique et le tenseur  $\chi^{(3)}$  est lié aux phénomènes non-linéaires d'ordre 3. L'indice non-linéaire  $n_2$  est donc directement relié à la susceptibilité électrique d'ordre 3  $\chi^{(3)}$ , et peut être donné par la formule suivante [25] :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \chi^{(3)} \quad (1-60)$$

Les phénomènes liés au  $\chi^{(2)}$  sont, quand ils existent, supérieurs à ceux liés au  $\chi^{(3)}$ , cependant quand le matériau a un degré d'ordre centro-symétrique les effets du  $\chi^{(2)}$  ne sont pas excités et subsistent alors comme effets non-linéaires, ceux liés au  $\chi^{(3)}$ . Dans la pratique, on utilise

le coefficient non-linéaire  $\gamma$  dont l'unité est en  $W^{-1}.km^{-1}$  pour exprimer des effets non-linéaires d'ordre 3 dans des dispositifs optiques non-linéaires. L'indice non-linéaire  $n_2$  est également utilisé pour représenter la capacité non-linéaire du matériau. Ce coefficient est défini par [2] :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}. \quad (1-61)$$

Le paramètre  $A_{eff}$  est l'aire effective du mode :

$$A_{eff} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}, \quad (1-62)$$

où  $F(x, y)$  est la distribution transversale de l'amplitude du mode. Une étude plus approfondie sur le coefficient non-linéaire  $\gamma$  sera menée dans les chapitres suivants.

## 1.2 Optique de couplage

Dans le paragraphe 1.1, nous avons étudié la propagation des ondes dans des fibres et guides optiques. Cependant, les systèmes de transmission optique sont constitués de plusieurs éléments entre lesquels il est nécessaire d'assurer la continuité de la propagation du signal de l'émetteur jusqu'au récepteur en passant par la fibre et tous les composants de ligne. Les transitions entre composants actif ou passif vers une fibre, ou l'interconnexion entre fibres conduisent à des pertes de couplage qui réduisent beaucoup l'efficacité du système. L'étude de l'origine des pertes de couplage optique est donc nécessaire.

Dans cette partie, nous allons présenter les caractéristiques d'un faisceau gaussien et la théorie du couplage optique. Les composants auxquels nous nous intéressons tels que les lasers, le mode fondamental  $LP_{01}$  d'une fibre, les guides ont en effet une distribution d'intensité dont le profil est quasi-gaussien.

### 1.2.1 Faisceau gaussien

La distribution transverse d'intensité d'un faisceau gaussien est concentrée près de l'axe de propagation, contrairement aux ondes planes, pour lesquelles la distribution d'intensité est uniforme et infinie. Dans l'hypothèse d'un champ scalaire, la composante  $u$  du champ électrique satisfait l'équation des ondes scalaires (1-28) qui peut être réécrite dans le système de coordonnées rectangulaires comme suit :

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0. \quad (1-63)$$

Puisque le faisceau se propage dans la direction  $z$ , on peut écrire :

$$u = \psi(x, y, z) \exp(-ikz), \quad (1-64)$$

où  $\psi$  est l'enveloppe de l'onde. L'enveloppe  $\psi$  est une constante pour des ondes planes, et elle est une fonction complexe qui varie lentement en fonction des coordonnées  $(x, y, z)$  pour un faisceau gaussien. En substituant la relation (1-64) dans l'équation (1-63) et en considérant que la dérivée seconde  $\partial^2\psi/\partial z^2$  peut être négligée dans l'approximation des enveloppes lentement variables, on obtient :

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - 2ik\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0. \quad (1-65)$$

Une solution de l'équation (1-65) consiste en un faisceau dont le profil d'amplitude est gaussien [26] :

$$\psi = \exp \left\{ -i \left( P + \frac{k}{2q} r^2 \right) \right\}, \quad (1-66)$$

où

$$r^2 = x^2 + y^2. \quad (1-67)$$

Le paramètre  $P(z)$  représente un déphasage complexe associé à la propagation du faisceau, et  $q(z)$  est un paramètre complexe du faisceau qui décrit la variation gaussienne d'intensité du faisceau en fonction de la distance  $r$  ainsi que du rayon de courbure du front d'onde. En introduisant l'équation (1-66) dans l'équation (1-65) et en identifiant les termes de puissances égales de  $r$ , on obtient les relations :

$$\frac{dq}{dz} = 1, \quad (1-68)$$

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{i}{q}. \quad (1-69)$$

L'intégration de (1-68) donne la relation entre le paramètre du faisceau  $q_2$  dans un plan et le paramètre  $q_1$  dans un second plan séparé du premier par une distance  $z$  :

$$q_2 = q_1 + z. \quad (1-70)$$

Dans la pratique, on utilise deux paramètres réels du faisceau,  $R$  et  $w$ , qui sont liés au paramètre complexe  $q$  par [26] :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi w^2}. \quad (1-71)$$

Du point de vue physique,  $R(z)$  est le rayon de courbure du front d'onde qui coupe l'axe en  $z$ , et  $w(z)$  correspond à la distance latérale  $r$  par rapport à l'axe optique pour laquelle l'intensité du faisceau vaut  $1/e^2$  du maximum d'intensité comme l'illustre la figure 1.13. Ce paramètre est appelé largeur du faisceau ou rayon de mode.

Au cours de la propagation d'un faisceau gaussien en espace libre, il existe une valeur minimale  $2w_0$  du diamètre de mode qui se situe dans le plan où le front d'onde est plan. Ce lieu particulier du faisceau gaussien correspond à la position du "waist du faisceau".

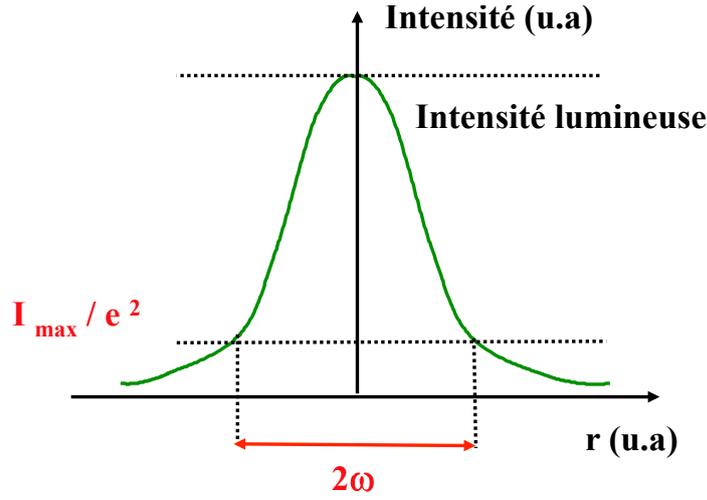


FIGURE 1.13 – Définition du diamètre de mode  $2w$  en terme d'intensité.

La valeur minimale  $w_0$  est appelée le waist et  $2w_0$ , le diamètre de mode. Au niveau du waist du faisceau, le rayon  $R(z)$  est infini et le paramètre  $q$  est alors purement imaginaire :

$$q_0 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (1-72)$$

En utilisant l'équation (1-70), le paramètre  $q$  à la distance  $z$  du waist vaut :

$$q = q_0 + z = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} + z. \quad (1-73)$$

A partir de la relation (1-73) et (1-71), en séparant la partie imaginaire et la partie réelle, on en tire les relations donnant l'évolution de  $R$  et  $w$  en fonction de  $z$  [26] :

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]. \quad (1-74)$$

et

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (1-75)$$

La distance

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (1-76)$$

est un paramètre important dans l'évolution du faisceau gaussien. Elle est appelée distance de Rayleigh. Elle correspond à la distance de propagation pour laquelle le rayon de mode a été multiplié par  $\sqrt{2}$ .

Avec ces résultats sur les paramètres du faisceau, l'amplitude du champ gaussien peut être écrite sous la forme :

$$\psi(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w} \exp \left[ -r^2 \left( \frac{1}{w^2} + \frac{ik}{2R} \right) \right]. \quad (1-77)$$

Les définitions des paramètres de base d'un faisceau gaussien, le waist et le rayon de courbure du front d'onde du faisceau, seront nécessaires pour comprendre la théorie du couplage optique.

### 1.2.2 Théorie du couplage optique

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, un faisceau gaussien est caractérisé par deux paramètres importants : le diamètre de mode  $2w$  et le rayon de courbure du front d'onde  $R$ . Lorsque l'on souhaite injecter un faisceau issu de guides ou de fibres optiques dans d'autres structures optiques, les différences entre les guides conduisent à une mauvaise adaptation des modes qui est à l'origine des pertes de couplage. L'optimum de couplage est obtenu lorsque les diamètres de mode et les rayons de courbures de front d'onde des faisceaux des composants à coupler sont parfaitement identiques et alignés. De plus, un décalage angulaire, axial ou latéral diminue le rendement de couplage. Par ailleurs lorsqu'un élément vient tronquer le faisceau lors de sa propagation des pertes additionnelles sont observées. Les paragraphes suivants présentent le calcul du rendement de couplage entre un faisceau et le mode fondamental d'un guide optique, dans l'approximation gaussienne. Nous considérerons le cas où le faisceau et le guide sont parfaitement alignés. Puis nous prendrons en compte des défauts de positionnement.

Dans le cas classique d'un faisceau gaussien circulaire non tronqué, l'expression de l'amplitude du faisceau est celle donnée au paragraphe précédent par l'équation (1-77). Si le faisceau est elliptique, le champ est décomposé dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation  $z$  suivant deux directions  $x$  et  $y$  :

$$\psi(x, y, z) = \psi^x(x, z) \psi^y(y, z), \quad (1-78)$$

avec

$$\psi^x(x, z) = \left( \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_x} \right)^{1/2} \exp \left[ -x^2 \left( \frac{1}{w_x^2} + \frac{ik}{2R} \right) \right], \quad (1-79)$$

$$\psi^y(y, z) = \left( \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_y} \right)^{1/2} \exp \left[ -y^2 \left( \frac{1}{w_y^2} + \frac{ik}{2R} \right) \right]. \quad (1-80)$$

La figure 1.14 représente le couplage de deux faisceaux gaussiens d'amplitude  $\psi_1$  et  $\psi_2$  avec des paramètres  $(2w_0, R)$  différents. La distance entre un plan de référence, choisi arbitrairement, et le waist  $w_{01}$  du premier faisceau est  $z_1$ , respectivement  $z_2$  pour le waist  $w_{02}$  du deuxième faisceau. Le taux de couplage des deux faisceaux est alors donné par l'intégrale de recouvrement [27] :

$$\eta = \frac{\left| \iint \psi_1(x_1, y_1, z_1) \psi_2^*(x_2, y_2, z_2) dx dy \right|^2}{\iint |\psi_1(x_1, y_1, z_1)|^2 dx dy \iint |\psi_2(x_2, y_2, z_2)|^2 dx dy}. \quad (1-81)$$

Lorsque le champ électrique du faisceau elliptique se décompose en deux facteurs correspondant aux deux directions  $x$  et  $y$ , le coefficient de couplage  $\eta$  pour des faisceaux elliptiques peut s'écrire sous la forme :

$$\eta = \eta^x \eta^y. \quad (1-82)$$

De plus, la défocalisation des deux faisceaux gaussiens engendrée par un défaut de positionnement axial  $z$  correspond à des waists non superposés (figure 1.15). Ce type de défaut de

positionnement qui peut s'ajouter à des défauts de positionnement latéral  $d$  (figure 1.16) ou angulaire  $\theta$  (figure 1.17) conduit à des pertes de couplage. Par conséquent, on peut continuer à décomposer le coefficient de couplage comme suit :

$$\eta^x = \eta_z^x \eta_{d,z}^x \eta_{\theta,z}^x \eta_{d,\theta,z}^x, \quad (1-83)$$

$$\eta^y = \eta_z^y \eta_{d,z}^y \eta_{\theta,z}^y \eta_{d,\theta,z}^y, \quad (1-84)$$

où  $\eta_z^x$  représente la défocalisation sans autre défaut d'alignement,  $\eta_{d,z}^x$  représente un décalage latéral additionnel selon l'axe  $x$  sans désalignement angulaire,  $\eta_{\theta,z}^x$  représente un désalignement angulaire additionnel sans défaut d'alignement et  $\eta_{d,\theta,z}^x$  représente l'effet combiné d'un décalage latéral et d'un défaut angulaire en plus d'un défaut de focalisation.

Pour calculer  $\eta_z^x$ , on choisit le plan de référence confondu avec le plan du waist d'un des faisceaux comme le montre la figure 1.15. Les coordonnées cartésiennes des deux faisceaux par rapport au plan de référence sont donc :

$$z_1 = 0, z_2 = z, \quad x_1 = x_2 = x, \quad y_1 = y_2 = y. \quad (1-85)$$

En utilisant la relation (1-85) et la formule (1-79) dans la relation (1-81), le coefficient de couplage a pour expression :

$$\eta_z^x = \frac{2}{w_{x1} w_{x2}} \left/ \sqrt{\left\{ \frac{1}{w_{x1}^2} + \frac{1}{w_{x2}^2} \right\} + \left\{ \frac{k}{2R_{x1}} + \frac{k}{2R_{x2}} \right\}} \right. \quad (1-86)$$

L'insertion des formules des rayons de mode (1-74) et de courbures (1-75) dans l'équation (1-86), permet de trouver la formule finale :

$$\eta_z^x = \frac{2w_{01}w_{02}}{\sqrt{(w_{01}^2 + w_{02}^2)^2 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2}}}. \quad (1-87)$$

Pour  $\eta_{d,z}^x$ , il peut être considéré comme le couplage entre deux faisceaux sans désalignement angulaire, mais le waist du deuxième faisceau est  $w_2(z)$  au lieu de  $w_{02}$  (voir la figure 1.16). Les coordonnées cartésiennes au niveau du plan de référence sont :

$$z_1 = z_2 = 0, \quad x_1 = x_2 + d = x + d, \quad y_1 = y_2 = y, \quad (1-88)$$

Le coefficient de couplage associé à ce décalage vaut :

$$\eta_{d,z}^x = \exp \left[ -K \left\{ \frac{d^2}{2} \left( \frac{1}{w_{01}^2} + \frac{1}{w_2^2(z)} \right) \right\} \right], \quad (1-89)$$

où

$$K = \eta_z^x \eta_z^x = \frac{4w_{01}^2 w_{02}^2}{(w_{01}^2 + w_{02}^2)^2 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2}}. \quad (1-90)$$

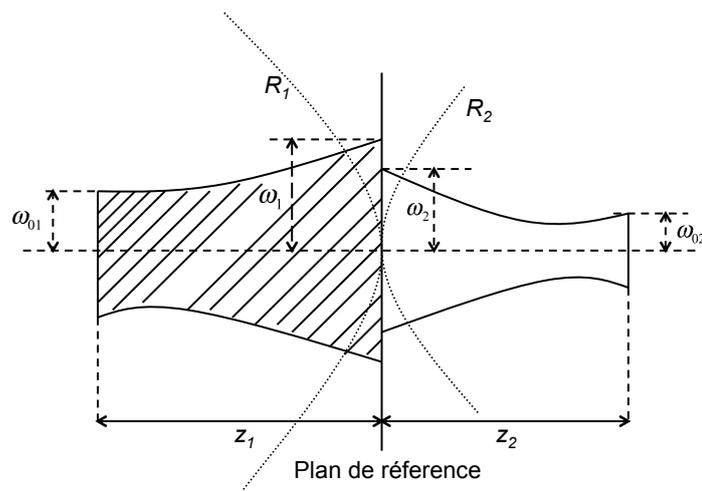


FIGURE 1.14 – Couplage de faisceaux gaussiens, d'après [4]

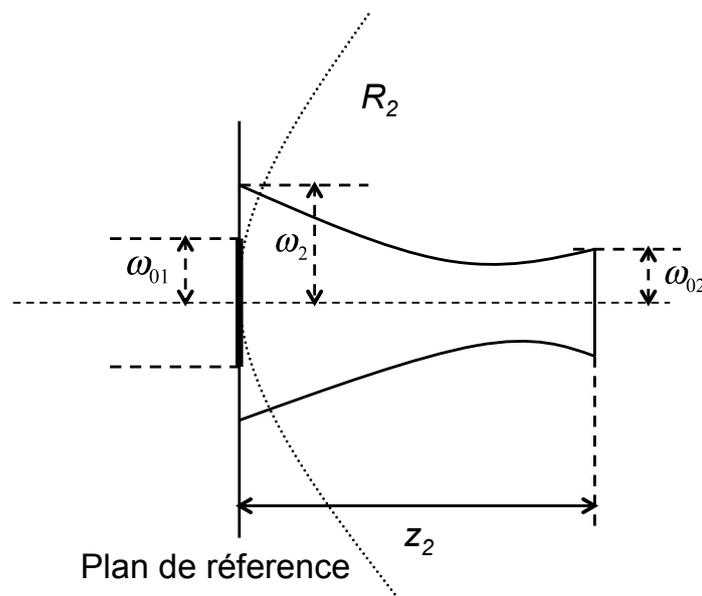
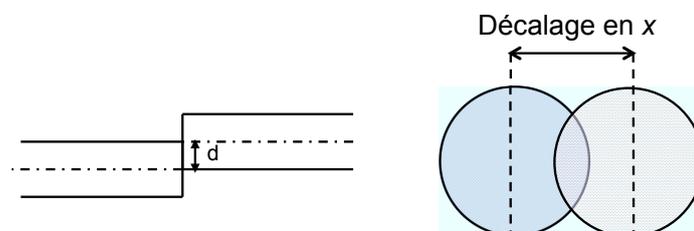


FIGURE 1.15 – Couplage de deux faisceaux gaussiens défocalisés.

FIGURE 1.16 – Couplage de deux faisceaux gaussiens décalés latéralement d'une distance  $d$ .

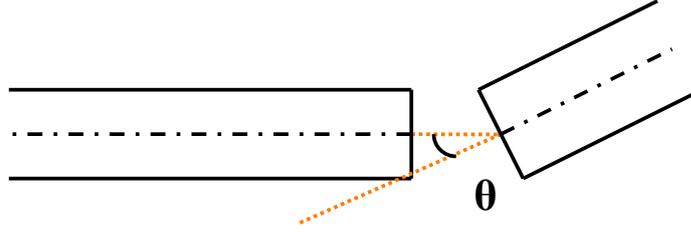


FIGURE 1.17 – Couplage de deux faisceaux gaussiens défocalisés et tiltés d'un angle  $\theta$ .

De la même façon, lorsqu'il y a un défaut angulaire  $\theta$  (voir la figure 1.17) mais sans défaut d'alignement, l'efficacité  $\eta_{\theta,z}^x$  est la même que celle du couplage des deux faisceaux sans défaut d'alignement dont le waist du deuxième faisceau est  $w_2(z)$ . Le taux de couplage associé à cet angle vaut :

$$\eta_{\theta,z}^x = \exp \left[ -K \left\{ \frac{\pi^2 \theta^2 [w_{01}^2 + w_2^2(z)]}{2\lambda^2} \right\} \right]. \quad (1-91)$$

Dans le cas de faisceaux focalisés, l'expression du rendement de couplage en fonction d'un décalage angulaire devient plus simple :

$$\eta_{\theta,z}^x = \exp \left[ -\frac{2\pi^2 \theta^2 w_{01}^2 w_{02}^2}{\lambda^2 (w_{01}^2 + w_{02}^2)} \right]. \quad (1-92)$$

L'effet combiné d'un décalage latéral et d'un défaut angulaire pour deux faisceaux défocalisés a pour expression :

$$\eta_{d,\theta,z}^x = \exp \left[ -K \frac{d\theta z}{w_{01}^2} \right]. \quad (1-93)$$

Après insertion des formules (1-87), (1-89), (1-91) et (1-93) dans l'équation (1-83), on obtient la formule générale pour la composante  $x$  du taux de couplage :

$$\eta^x = \eta_z^x \exp \left[ -K \left\{ \frac{d^2}{2} \left( \frac{1}{w_{01}^2} + \frac{1}{w_{02}^2} \right) + \frac{\pi^2 \theta^2 [w_{01}^2 + w_2^2(z)]}{2\lambda^2} - \frac{d\theta z}{w_{01}^2} \right\} \right]. \quad (1-94)$$

Dans le cas où le champ est symétrique,  $\eta_z^x = \eta_z^y$ , le taux de couplage devient alors [28, 29] :

$$\eta = \eta^x \eta^y = K \exp \left[ -K \left\{ \frac{d^2}{2} \left( \frac{1}{w_{01}^2} + \frac{1}{w_{02}^2} \right) + \frac{\pi^2 \theta^2 [w_{01}^2 + w_2^2(z)]}{2\lambda^2} - \frac{d\theta z}{w_{01}^2} \right\} \right]. \quad (1-95)$$

Le coefficient de couplage  $\eta$  entre deux faisceaux correspond au rapport entre les puissances transmises d'un faisceau à l'autre. En général, on exprime les pertes de couplage en dB, pour cela il suffit de procéder à la conversion :

$$\eta \text{ (dB)} = -10 \log \eta. \quad (1-96)$$

Les deux formules (1-95) et (1-96) seront utilisées dans le chapitre 2 pour l'étude de l'amélioration du rendement de couplage optique en utilisant des fibres microlentillées.

## 1.3 Fibres et guides optiques non-linéaires

La propagation des ondes dans des fibres et guides optiques devient non-linéaire pour un champ électromagnétique intense. La réponse non-linéaire d'une fibre optique peut modifier la propagation d'un signal (distorsion du signal par exemple). Elle peut également être exploitée pour réaliser des fonctions optiques pour les réseaux de transmission à très haut débit. L'étude des effets non-linéaires optiques présente alors un grand intérêt.

### 1.3.1 Effets non-linéaires d'ordre 3

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à des effets optiques non-linéaires d'ordre 3 qui ouvrent un large champ d'applications dans les systèmes de transmission optiques. Ces effets concernent les réponses optiques non-linéaires liées à la susceptibilité d'ordre 3,  $\chi^{(3)}$ , présentée dans l'équation (1-59). Ce paramètre régit l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  (voir l'équation 1-60) et le coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma$  (voir l'équation 1-61) qui sont à l'origine de certains effets non-linéaires intéressants comme l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée et le mélange à quatre ondes.

#### 1.3.1.1 L'automodulation de phase

L'effet d'auto-modulation de phase (ou SPM pour self-phase modulation) est un phénomène qui conduit par exemple à un élargissement spectral des impulsions optiques en fonction de la puissance d'entrée. Elle résulte de la variation de l'indice de réfraction par effet Kerr qui induit un décalage de phase dans l'impulsion.

Pour des impulsions dont la durée est supérieure à 0,1 ps, la propagation des ondes dans une fibre optique est régie par l'équation de Schrödinger non-linéaire [2] :

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - \exp(-\alpha z) \gamma P_0 |U|^2 U, \quad (1-97)$$

où  $P_0$  est la puissance crête du champ incident,  $T$  est le temps dans un repère se déplaçant avec l'impulsion dont la vitesse de groupe est  $v_g$  ( $T = t - z/v_g$ ), et  $U$  l'amplitude normalisée du champ liée à l'amplitude  $A$  de l'impulsion par la formule :

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, T). \quad (1-98)$$

Nous rappelons ici que  $\beta_2$ ,  $\alpha$  et  $\gamma$  sont respectivement le coefficient de dispersion du deuxième ordre, l'atténuation et le coefficient non-linéaire Kerr de la fibre. Dans le cas d'un milieu non-dispersif ( $\beta_2 = 0$ ), l'équation (1-97) devient :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i \exp(-\alpha z) \gamma P_0 |U|^2 U. \quad (1-99)$$

La solution de l'équation ci-dessus est la suivante :

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i |U(0, T)|^2 (z_{eff} \gamma P_0)], \quad (1-100)$$

avec  $z_{eff}$  la longueur effective de la fibre :

$$z_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)]. \quad (1-101)$$

L'équation (1-100) montre que la SPM crée un déphasage non-linéaire qui varie en fonction de l'intensité :

$$\phi_{NL} = \gamma P_0 |U(0, T)|^2 z_{eff}. \quad (1-102)$$

Au centre de l'impulsion situé à  $T = 0$ , le déphasage est maximum et donné par :

$$\phi_{max} = \gamma P_0 z_{eff} = \frac{z_{eff}}{L_{NL}}. \quad (1-103)$$

$L_{NL}$  est la longueur non-linéaire, elle est définie par :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (1-104)$$

Clairement, à partir de l'équation (1-103), la signification physique de la longueur non-linéaire est la distance effective de propagation pour laquelle  $\phi_{max} = 1$  rad. Ce paramètre est utilisé pour évaluer l'impact des effets non-linéaires sur une impulsion de puissance crête  $P_0$  qui se propage dans une fibre possédant un coefficient non-linéaire  $\gamma$  (voir la figure 1.18).

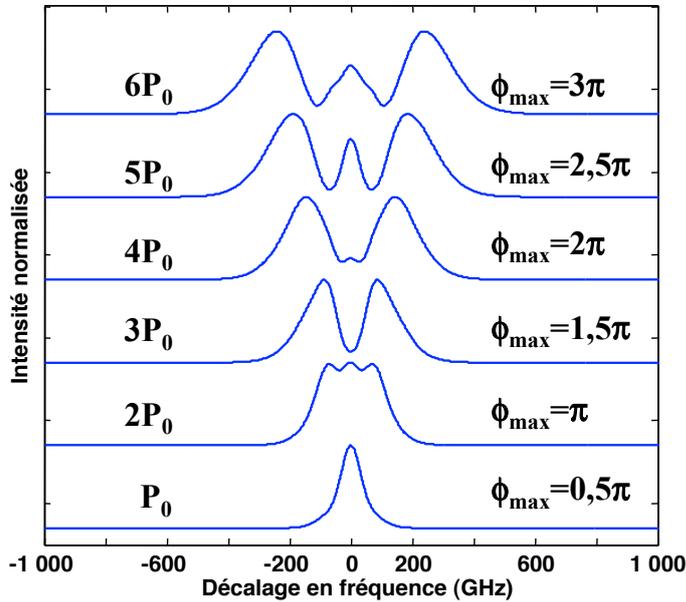


FIGURE 1.18 – Exemple d'élargissement du spectre du signal pour différentes puissances crêtes du champ incident et déphasage non-linéaire maximal correspondant en l'absence de dispersion.

La dépendance temporelle de la phase non-linéaire conduit à un élargissement spectral. Il est expliqué par une variation de fréquence instantanée  $\delta\omega$  par rapport à la fréquence

centrale  $\omega_0$  causée par la variation temporelle de la phase. La différence  $\delta\omega$  est donnée par :

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial|U(0,T)|^2}{\partial T} \frac{z_{eff}}{L_{NL}}. \quad (1-105)$$

La figure 1.18 montre un exemple d'élargissement du spectre du signal pour différentes puissances crêtes du champ incident et le déphasage non-linéaire maximal correspondant.

Notons ici que, contrairement au phénomène de dispersion pour lequel la largeur temporelle d'une impulsion non chirpée subit un élargissement alors que le spectre ne change pas, la SPM élargit le spectre du signal tandis sa largeur temporelle est inchangée.

### 1.3.1.2 La modulation de phase croisée

La modulation de phase croisée (ou XPM pour cross phase modulation) est basée sur le même principe physique que la SPM. La différence tient au fait que l'indice de réfraction vu par une onde dans la XPM est modulé, non seulement par sa propre intensité, mais aussi par l'intensité des autres ondes. En d'autres termes, la XPM est le résultat de l'interaction non-linéaire de plusieurs ondes dans une fibre optique. Ces ondes différentes peuvent être des ondes de longueur d'onde différentes ou de même longueur d'onde mais de polarisations différentes. Dans le cas du couplage entre deux composantes de polarisation de la même onde, l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  est décomposé dans les deux directions de polarisation  $x$  et  $y$  [2] :

$$\Delta n_x = n_2 \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right), \quad (1-106)$$

$$\Delta n_y = n_2 \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right), \quad (1-107)$$

où  $E_x$  et  $E_y$  sont les amplitudes complexes des composantes de polarisation d'une onde à la fréquence centrale  $\omega_0$  :

$$\vec{E}(r, t) = \frac{1}{2} (\vec{x}E_x + \vec{y}E_y) \exp(-i\omega_0 t). \quad (1-108)$$

Les premiers termes dans les formules (1-106) et (1-107) correspondent à la SPM, et les seconds termes correspondent à la XPM. Le déphasage non-linéaire peut être obtenu en utilisant l'équation non-linéaire de Schrödinger. Ce déphasage induit plusieurs phénomènes non-linéaires. En particulier, la XPM entre deux composantes  $E_x$  et  $E_y$  crée de la biréfringence non-linéaire qui change l'état de polarisation. De plus, en combinaison avec la SPM et la GVD, la XPM modulera les signaux à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel et conduit à une asymétrie dans l'élargissement des spectres ainsi que dans la variation temporelle.

### 1.3.1.3 Le mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes (où FWM pour four wave mixing) est un processus paramétrique optique consistant en une interaction entre trois ondes électromagnétiques qui en

génèrent ou amplifient une quatrième. Il peut être également décrit par l'annihilation de deux photons de fréquences  $f_1, f_2$ , et la création simultanée de deux autres photons à des fréquences différentes  $f_3, f_4$ . Une représentation spectrale du mélange à quatre ondes est présentée sur la figure 1.19. Deux champs de fréquences  $f_1, f_2$  à l'entrée de la fibre sont appelées pompes. Deux nouveaux champs générés  $f_3, f_4$  en sortie de la fibre sont appelés signaux Stokes et anti-Stokes correspondant respectivement à la fréquence la plus petite  $f_3$  et à la fréquence la plus grande  $f_4$ . Si  $f_1 = f_2$  nous parlons de mélange à quatre ondes dégénéré.

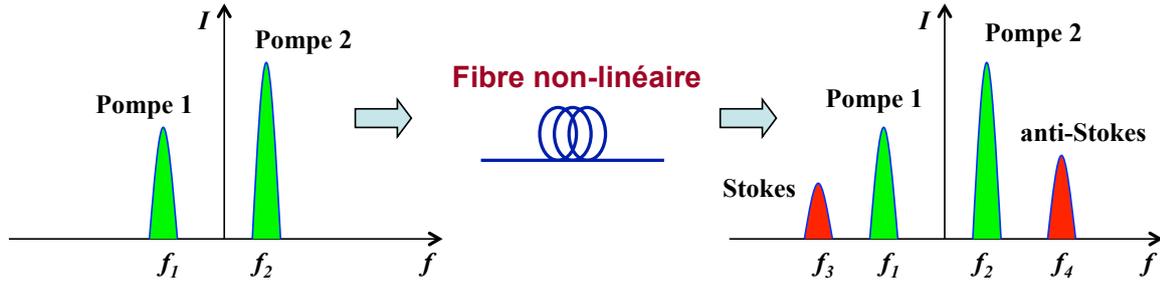


FIGURE 1.19 – Schéma du spectre du mélange à quatre ondes.

Ce processus paramétrique doit obéir à la loi de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. La conservation de l'énergie exige une relation entre les fréquences des photons :

$$f_3 + f_4 = f_1 + f_2. \quad (1-109)$$

La conservation de la quantité de mouvement conduit à la même polarisation des pompes  $f_1, f_2$  et la condition l'accord de phase suivante :

$$\Delta k = 0, \quad (1-110)$$

avec

$$\Delta k = (\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - \tilde{n}_1\omega_1 - \tilde{n}_2\omega_2) / c, \quad (1-111)$$

où  $\tilde{n}$  est l'indice de réfraction effectif et  $\Delta k$  est appelé désaccord de phase. Le désaccord de phase résulte de la dispersion due au matériau, au guide d'onde et aux effets non-linéaires. Le désaccord de phase  $\Delta k$  peut s'écrire :

$$\Delta k = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL}, \quad (1-112)$$

avec

$$\Delta k_M = [n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2] / c, \quad (1-113)$$

et

$$\Delta k_W = [\Delta n_3\omega_3 + \Delta n_4\omega_4 - \Delta n_1\omega_1 - \Delta n_2\omega_2] / c, \quad (1-114)$$

et

$$\Delta k_M + \Delta k_W \approx \beta_2\Omega_s^2 + (\beta_4/12)\Omega_s^4, \quad (1-115)$$

et

$$\Delta k_{NL} = \gamma(P_1 + P_2), \quad (1-116)$$

où  $\Omega_s = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1$ ,  $\Delta n_i = \tilde{n}_i - n_i$  est la variation d'indice due au guide d'onde dans le matériau d'indice  $n_i$  et  $\beta_2$  et  $\beta_4$  sont les paramètres de dispersion de la pompe à la fréquence  $\omega_1$ . Les quantités  $P_1$ ,  $P_2$  sont respectivement les puissances crêtes des pompes de fréquences  $f_1$  et  $f_2$  respectivement. Les paramètres  $\Delta k_M$ ,  $\Delta k_W$  et  $\Delta k_{NL}$  représentent les contributions de la dispersion due au matériau, au guide d'onde et aux effets non-linéaires respectivement. Dans le cas où la fréquence  $\omega_1$  de la pompe est loin de la fréquence de la dispersion nulle, on a une approximation :

$$\Delta k_M + \Delta k_W \approx \beta_2 \Omega_s^2. \quad (1-117)$$

Dans une fibre monomode, la quantité  $\Delta n$  est à peu près la même pour toutes les ondes, la contribution de la dispersion due au guide  $\Delta k_W$  est donc très petite par rapport à la contribution due au matériau  $\Delta k_M$  sauf dans le cas où la longueur d'onde est proche de celle pour laquelle la dispersion est nulle  $\lambda_D$ . Il y a donc trois possibilités :

- Quasi-accord de phase : Les contributions  $\Delta k_W$  et  $\Delta k_{NL}$  sont négligeables par rapport à  $\Delta k_M$ . Par conséquent, la contribution de la dispersion due au matériau  $\Delta k_M$  domine dans la formule (1-112). Il existe alors une longueur de cohérence qui est liée au décalage de fréquence  $\Omega_s = |f_1 - f_2|$  :

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{|\Delta k_M|} = \frac{2\pi}{|\beta_2| \Omega_s^2}. \quad (1-118)$$

Du point de vue physique, la longueur de cohérence indique que le FWM ne se produit dans une fibre monomode que pour un décalage de fréquence tel que  $L \leq L_{coh}$ .

- L'accord de phase près de la longueur d'onde de zéro-dispersion : la contribution du matériau  $\Delta k_M$  devient très faible mais la contribution du guide doit être prise en compte dans la formule (1-112). Cette contribution dépend du type de fibre et est généralement positive autour de la longueur d'onde de 1,3  $\mu\text{m}$  pour une fibre monomode standard.
- L'accord de phase dû à l'auto modulation de phase (SPM) : lorsque la longueur d'onde de la pompe est en régime de dispersion anormale ( $D > 0$ ) et s'écarte assez largement de la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_D$ ,  $\Delta k_W$  est très faible et  $\Delta k_M$  est positif. Il est alors possible de compenser  $\Delta k_M + \Delta k_W$  par la contribution non-linéaire  $\Delta k_{NL}$ . Le décalage de fréquence est donc calculé par la relation  $\Delta k_{NL} = \Delta k_M = \beta_2 \Omega_s^2$ . Par conséquent, l'accord de phase se produit lorsque :

$$\Omega_s = (2\gamma P_0 / |\beta_2|)^{1/2}. \quad (1-119)$$

Pour quantifier l'accord de phase, on utilise l'efficacité d'accord de phase définie par [30] :

$$\eta = \frac{P_{aS}(L, \Delta k)}{P_{aS}(L, \Delta k = 0)} = \left[ \frac{\alpha^2}{(\alpha^2 + (\Delta k)^2)} \right] \left[ 1 + \frac{4 \exp(-\alpha L) \sin^2(\Delta k L)}{(1 - \exp(-\alpha L))^2} \right]. \quad (1-120)$$

avec  $P_{aS}$  la puissance crête du signal anti-Stokes. Dans le cadre de la thèse, nous nous intéressons au cas dégénéré du FWM où la puissance crête de la pompe 2 est beaucoup plus grande que celle de la pompe 1. Dans ce cas, la puissance du signal Stokes est faible par rapport à celle du signal anti-Stokes, et nous pouvons donc négliger le signal Stokes. En conséquence, le signal anti-Stokes peut être considéré comme le résultat de l'interaction entre deux photons de la pompe 2 et un photon de la pompe 1. Finalement, la puissance crête du signal anti-Stokes peut être calculée par la formule [31, 32] :

$$P_{aS} = C\eta\gamma^2 P_1^2 P_2 \exp(-\alpha L) \left\{ \frac{[1 - \exp(-\alpha L)]^2}{\alpha^2} \right\}. \quad (1-121)$$

avec  $C$  le facteur dégénéré.

### 1.3.2 Intérêt des effets non-linéaires d'ordre 3

De nos jours, des dispositifs optoélectroniques sont généralement utilisés pour réaliser les fonctions de traitement du signal dans les télécommunications. Même si une grande amélioration de débit a été obtenue grâce aux premiers travaux sur les réseaux opto-électroniques par rapport aux réseaux électroniques dans lesquels le traitement du signal est tout électronique, le débit est encore limité par le temps de réponse des électrons dans la conversion optique/électrique/optique du signal. Une solution pour la montée en débits d'informations dans les réseaux futurs est l'utilisation de traitements tout optiques. Des dispositifs tout optiques peuvent donc être choisis comme alternative aux dispositifs optoélectroniques. L'amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplifier) est un exemple simple qui montre l'avantage des dispositifs tout optiques. Ce composant peut assurer une amplification directe et sans distorsion de 100 canaux multiplexés en longueur d'onde. Ceci permet d'éviter l'utilisation de 100 répéteurs régénérateurs optoélectroniques associés à un multiplexeur/démultiplexeur.

Dans cette partie, nous allons montrer l'importance des effets non-linéaires d'ordre 3 en présentant deux exemples de fonctions tout optiques. Elles concernent la régénération et le démultiplexage temporel dont le fonctionnement est fondé sur les effets non-linéaires d'auto-modulation de phase et du mélange à quatre ondes respectivement.

#### 1.3.2.1 Régénération à base de SPM

La régénération 2R, pour ré-amplification et remise en forme, permet d'améliorer le taux d'extinction (ER pour Extinction Ratio), défini comme le rapport entre la puissance moyenne des "1" et la puissance moyenne des "0", ainsi que de supprimer le bruit. Une technique intéressante pour réaliser la régénération optique 2R est le régénérateur où l'effet d'auto-modulation de phase est utilisé pour une remise en forme du signal. Son schéma est présenté sur la figure 1.20a. Il est composé d'une fibre non-linéaire et d'un filtre optique. Ce

type de régénérateur a été démontré pour la première fois en 1998 par P. V. Mamyshev [5] avec une fibre DSF de 8 km de longueur pour un signal de  $10 \text{ Gb.s}^{-1}$  de débit.

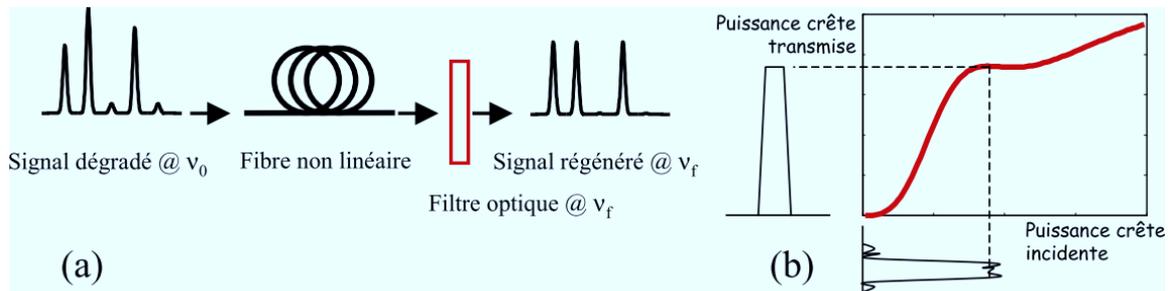


FIGURE 1.20 – Schéma du régénérateur de Mamyshev (a), et sa fonction de transfert non-linéaire (b), d'après [5].

Le principe du régénérateur de Mamyshev est basé sur un effet de SPM généré dans une fibre optique en régime non-linéaire. Cet effet conduit à un élargissement du spectre du signal en sortie de fibre en fonction de la puissance. Les spectres élargis sont situés autour de la fréquence centrale  $\nu_0$  du spectre initial. Plus l'intensité optique est importante, plus le spectre est élargi. Il existe un seuil d'intensité qui conduit à un élargissement du spectre jusqu'à la fréquence du filtre  $\nu_f$ . Par conséquent, les bruits des "0" qui sont de faible puissance sont rejetés par le filtre centré en  $\nu_f$ . Les bruits des "1" sont également réduits grâce à la réponse non-linéaire de la transmission, ceci est illustré sur la figure 1.20b. A titre d'exemple, l'amélioration de la qualité des signaux en sortie par rapport aux signaux en entrée d'un régénérateur de 8km de fibre DSF est donnée sur la figure 1.21. On y voit une amélioration du diagramme de l'œil.

L'avantage de ce dispositif est sa simplicité et son temps de réponse de quelques femto secondes, il peut être utilisé dans les futurs réseaux à des débits de  $160 \text{ Gb.s}^{-1}$  et plus.

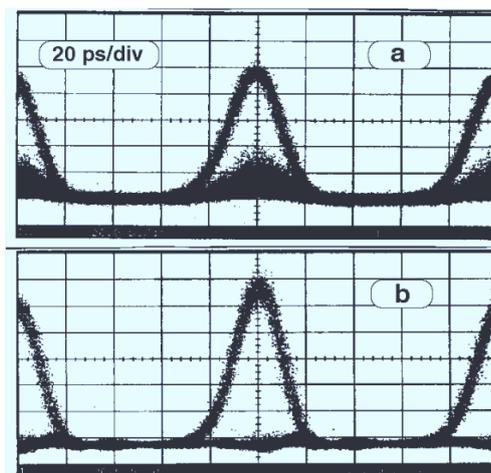


FIGURE 1.21 – Diagramme de l'œil du signal en entrée (a) et en sortie (b) du régénérateur de Mamyshev constitué de 8 km de fibre DSF, d'après [5].

### 1.3.2.2 Démultiplexage temporel en utilisant le FWM

Dans les télécommunications optiques, la technique de multiplexage est utilisée pour transmettre plusieurs canaux d'informations à travers un seul support de transmission. Une même ressource est alors partagée entre plusieurs utilisateurs et la capacité du système peut être exploitée pleinement. Il existe deux techniques principales de multiplexage : le multiplexage temporel (ou TDM pour Time-Division Multiplexing) et le multiplexage fréquentiel (ou WDM pour Wavelength-Division Multiplexing). Dans le cas du TDM, des bits associés à différents canaux sont imbriqués dans le domaine temporel pour former un flux de bits à plus haut débit. Au niveau du détecteur, on utilise la technique de démultiplexage pour extraire des canaux d'un signal multiplexé. Dans les réseaux à très hauts débits, des démultiplexeurs tout optiques sont utilisés. Leurs performances reposent généralement sur l'interaction dans un milieu non-linéaire d'une pompe et du signal. La figure 1.22 représente le schéma d'un démultiplexeur tout optique basé sur l'effet de mélange à quatre ondes (FWM). Le signal multiplexé dont le débit est de  $50 \text{ Gb.s}^{-1}$  comporte cinq canaux à des débits de  $10 \text{ Gb.s}^{-1}$ , il est couplé avec une pompe modulée à une fréquence de 10 GHz dans une fibre optique non-linéaire. Cette pompe est retardée de  $\Delta\tau$  par rapport au signal de débit  $50 \text{ Gb.s}^{-1}$ . L'interaction non-linéaire de ces signaux va créer deux autres signaux à des fréquences différentes. Le débit des nouveaux signaux est le même que celui de la pompe à 10 GHz. En utilisant un filtre optique centré à longueur d'onde du signal anti-Stokes, nous pouvons extraire le canal 1, 2 ou un autre basé sur la sélection du temps de retard  $\Delta\tau$  approprié comme l'illustre la figure 1.23.

Au travers des différents exemples de fonctions tout optiques, nous remarquons l'importance des effets non-linéaires d'ordre 3 dans la réalisation de telles fonctions. Plus le coefficient non-linéaire est grand, plus la longueur de la fibre et la puissance optique nécessaires sont faibles pour atteindre le seuil des effets non-linéaires. De nouvelles fibres et de nouveaux guides optiques très fortement non-linéaires ont donc été développés pour l'obtention de dispositifs de traitement du signal à très haut débit ayant de faibles dimensions et qui fonctionnent à des niveaux de puissances compatibles avec leur utilisation pratique dans les réseaux.

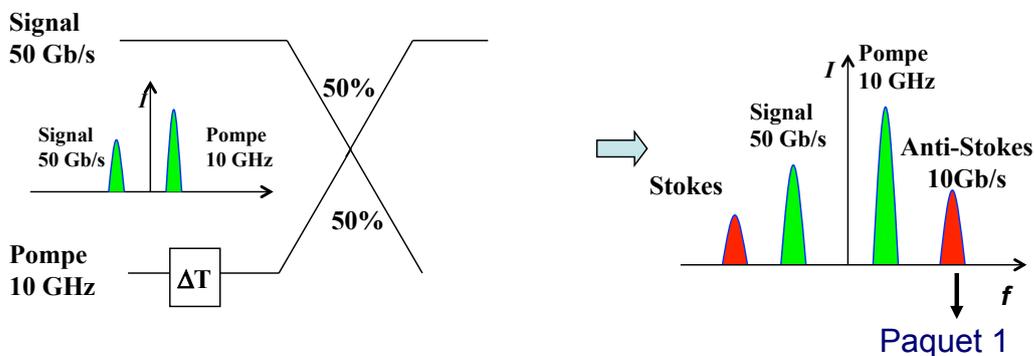


FIGURE 1.22 – Démultiplexage temporel par effet de mélange à 4 ondes.

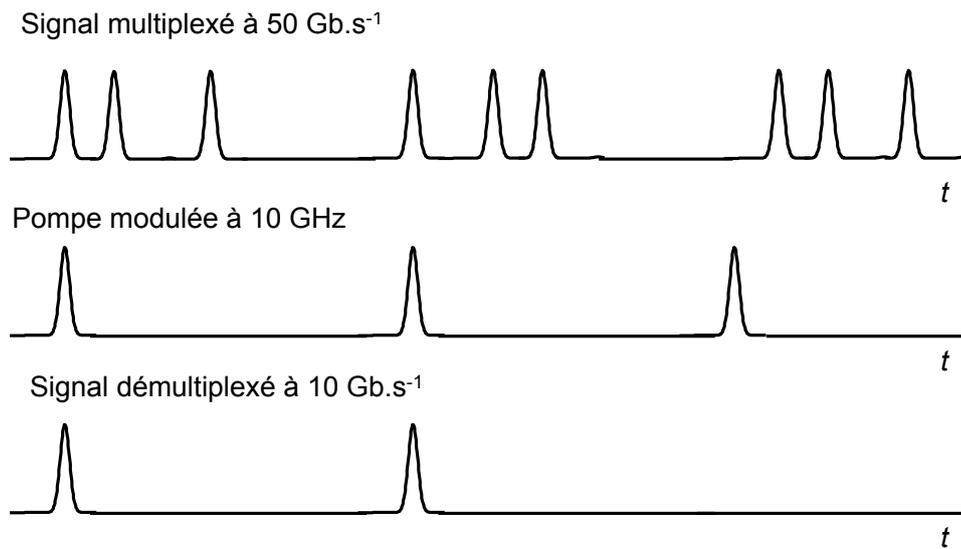


FIGURE 1.23 – Démultiplexage temporel par effet de mélange à 4 ondes.

### 1.3.3 Fibres microstructurées en verre de chalcogénure

Dans le paragraphe précédent, nous avons expliqué l'importance et l'intérêt de la fabrication de fibres ou guides optiques très fortement non-linéaires pour réaliser des fonctions tout optiques dans les télécommunications. A partir de la formule (1-61), on peut voir qu'il faut augmenter l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  et diminuer l'aire effective  $A_{eff}$  pour améliorer le coefficient non-linéaire  $\gamma$ . Dans le cas des fibres optiques, une combinaison entre un verre de chalcogénure et une structure microstructurée offre un fort potentiel pour des fibres très fortement non-linéaires.

Les verres de chalcogénure sont des composés chimiques contenant un ou plusieurs atomes de chalcogène et au moins un élément électropositif. Bien que tous les éléments du groupe 16 peuvent être considérés comme des chalcogènes, le terme est plus souvent réservé pour des sulfures, sélénures, tellures plutôt que pour des oxydes. Par exemple, les systèmes de As-S ou Ge-S sont des verres de chalcogénure classiques qui possèdent des régions de grande concentration. L'avantage des verres de chalcogénure est leur grande transparence dans l'infrarouge et leur fort indice de réfraction non-linéaire. La courbe de transparence de certains verres de chalcogénure par rapport à d'autres matériaux est donnée sur la figure 1.24. L'indice de réfraction non-linéaire des verres de chalcogénure est estimé de 100 fois à 1000 fois la valeur de la silice. L'atténuation du verre de chalcogénure AsSe dans la bande C des télécommunications est inférieure à  $1 \text{ dB.m}^{-1}$ , comme illustré sur la figure 1.25.

Une fibre microstructurée est une structure qui comprend un cœur solide et une gaine constituée de trous d'air. Ceci conduit à une valeur d'indice effectif plus faible dans la gaine que dans le cœur. Grâce à la structure spéciale de trous qui constitue la gaine, les fibres microstructurées peuvent être fabriquées avec un diamètre de cœur proche de la longueur d'onde. Le diamètre de mode de la lumière se propageant dans la fibre peut être très faible, de

l'ordre du micromètre. Il y a plusieurs types de structures suivant la forme et l'organisation des trous dans la gaine. La plus utilisée est la structure "hexa", illustrée sur la figure 1.26a. Le cœur est inséré dans la gaine constituée de couronnes hexagonales. La couronne la plus proche du cœur est constituée de six trous. Il existe d'autres structures telles que la structure "cobweb" (figure 1.26b) dont le cœur est quasiment suspendu dans l'air par de minces parois de verre d'épaisseur très inférieure à la longueur d'onde, ou encore la structure "delta" (figure 1.26c) dont le cœur est triangulaire formé par une gaine de trois gros trous.

Finalement, les fibres microstructurées en verre de chalcogénure, du fait du fort indice de réfraction non-linéaire du matériau et de la très petite aire effective auront un fort coefficient non-linéaire.

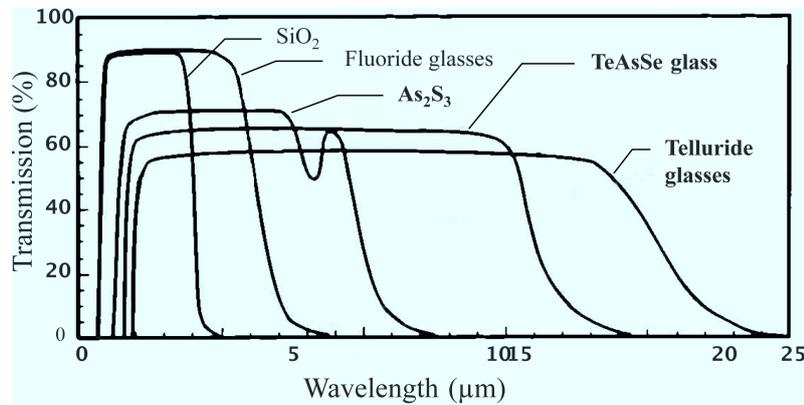


FIGURE 1.24 – Courbe de transparence de plusieurs matériaux, d'après [6].

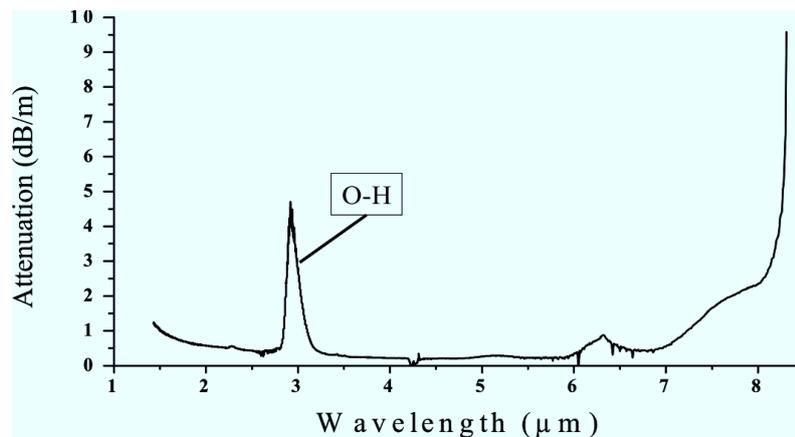


FIGURE 1.25 – Atténuation du verre chalcogénure en fonction de la longueur d'onde, d'après [6].

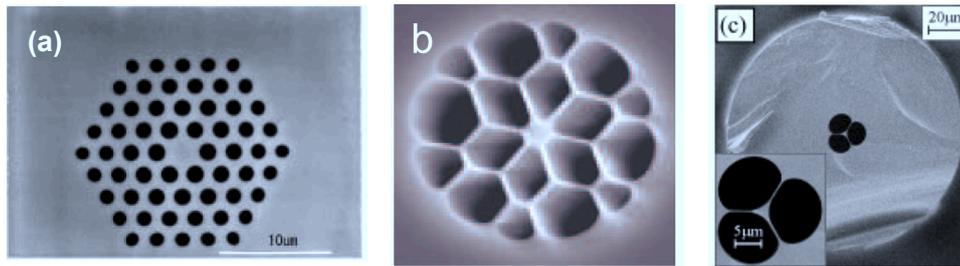


FIGURE 1.26 – Quelques structures de fibres microstructurées : (a) hexa (d’après [7]), (b) cobweb et (c) delta, d’après [8].

### 1.3.4 Guides polymères à fortes susceptibilités électriques d’ordre 3

L’intérêt des guides polymères est une combinaison entre la capacité d’intégration des guides d’ondes diélectriques et des matériaux polymères conjugués fortement non-linéaires. Les matériaux polymères conjugués sont annoncés comme des matériaux prometteurs pour la nouvelle génération des composants optoélectroniques et optiques grâce entre autres aux travaux précurseurs d’A.J. Heeger, A.G. MacDiarmid et H. Shirakawa (lauréats du prix Nobel de Chimie en 2000), pour leurs propriétés semiconductrices. En effet, alors que les polymères étaient toujours réputés ne pas conduire le courant, vers la fin des années 1970, des travaux pionniers sur le polyacétylène ont montré qu’avec certaines modifications (dopage) sa conductivité évolue [9]. Cela donne actuellement de nombreux développements dans les OLED et dans les applications photovoltaïques par exemple.

Les polymères conjugués ont une structure chimique particulière. Ils possèdent tous un système d’électrons  $\pi$ -conjugué, dans lequel la chaîne principale comporte alternativement des liaisons covalentes simples de type  $\sigma$  et des liaisons doubles de type  $\pi$  (figure 1.27) :

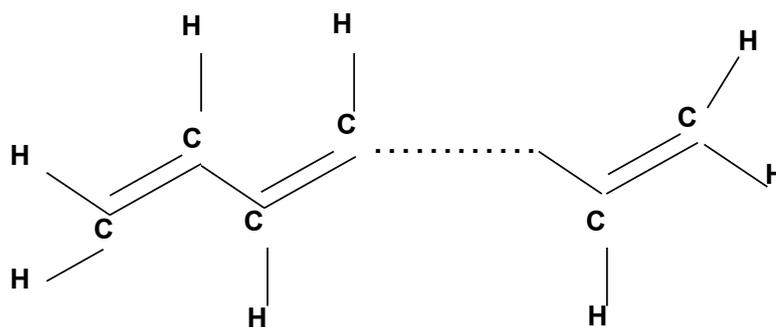


FIGURE 1.27 – Exemple d’un système  $\pi$ -conjugué, d’après [9].

- Les électrons impliqués dans la formation des liaisons chimiques de type  $\sigma$  entre les atomes de carbone d’une part et les atomes de carbones et atomes d’hydrogène d’autre part ont pour rôle essentiel d’assurer la stabilité du squelette de la chaîne du polymère.
- Ce sont les électrons de type  $\pi$  des liaisons chimiques entre atomes de carbone de la

chaîne principale qui distinguent les polymères conjugués des autres polymères classiques. En effet, la présence des électrons  $\pi$  dans les systèmes conjugués va engendrer la création de nuages électroniques autour de la macromolécule où ces électrons vont se déplacer librement. Cette délocalisation d'électrons  $\pi$  autour de la macromolécule est à l'origine du transport électronique mais aussi des propriétés optiques non-linéaires dans les matériaux organiques.

L'un des articles pionniers qui a mis en avant les propriétés optiques non-linéaires des polymères conjugués est celui de Sauteret et al. [33]. Dans ce papier, une estimation de l'indice non-linéaire non-résonnant  $n_2$  d'un monocristal PolyDiAcétylène PTS est donné à  $2 \times 10^{-12} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ , ce qui est 6 000 fois plus grand que la valeur de la silice fondue. Quelques exemples de familles de polymères conjugués et de leurs structures chimiques sont présentés dans la figure 1.28.

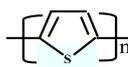
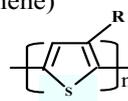
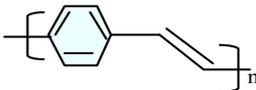
<i>Structure chimique</i>	<i>Exemple</i>
Polyénique	Poly(Acétylène)  Trans-Poly(Acetylene) Cis-Poly(Acetylene)
Aromatique	Poly(Para-Phénylène) 
Aromatique hétérocyclique	Poly(Thiophène)  Poly(3-AlkylThiophène)  $R = C_nH_{2n+1}$ : Groupement Alkyle
Mixte	Poly(ParaPhénylèneVinylène) 

FIGURE 1.28 – Exemples de familles de polymères conjugués et de leurs structures, d'après [9].

### 1.3.5 Etat de l'art sur les fibres et les guides non-linéaires

L'objectif de cette étude est l'investigation et la caractérisation de nouvelles fibres et nouveaux guides fortement non-linéaires pour réaliser des applications de traitement tout optique du signal. Une étude bibliographique nous sera d'une grande utilité pour introduire ces travaux. L'état de l'art des fibres microstructurées en verre de chalcogénure et des guides polymères au moment du début de la thèse est présenté dans les paragraphes suivants. Notons qu'au chapitre 4, lors de la discussion, nous tenterons de situer nos travaux de manière plus générale par rapport à d'autres types de fibres et de guides.

#### 1.3.5.1 Fibres microstructurées en verre de chalcogénure

La première fibre microstructurée en verre de chalcogénure a été fabriquée en 2000 par T. M. Monro [18] avec du verre de GaLaS. L'étude des fibres microstructurées dans le domaine des télécommunications et des capteurs a été poursuivie par T. M. Monro en [34], J. H. Lee en 2003 [35] et A. S. Webb en 2007 [19]. La première réalisation d'une fibre microstructurée par l'équipe SCR (Sciences Chimiques de Rennes) fut effectuée en 2004 par Jenny Le Person [36]. La caractérisation optique qui s'en suivit, réalisée au laboratoire Foton, fut la première démonstration du guidage de la lumière dans ce type de fibre. Depuis, la collaboration entre Perfos et SRC a permis de maîtriser la fabrication des fibres microstructurées en verre de chalcogénure. Au début de cette thèse, en 2009, plusieurs types de composition de verres avaient été étudiés :

- $\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}$  (ou 2S2G) [6]
- $\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}\text{Ga}_5$  ou (2S1G) [6]
- $\text{As}_2\text{Se}_3$  [14]

En particulier, en 2006, la démonstration du guidage de lumière est réalisée dans une fibre chalcogénure GeSbSGa par J. Le Person [37] et la propriété de guidage monomode dans le même verre de chalcogénure est également démontrée par L. Brilland [38] en 2006. L'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  de cette fibre est égal à 145 fois la valeur de la silice fondue et le coefficient Kerr atteint  $190 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  tandis que celui de la fibre monomode standard (SMF) n'est que de  $1,3 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  [2]. Plus récemment, la caractérisation non-linéaire [39] d'une fibre microstructurée en verre de GeSbS d'une part et AsSe d'autre part est réalisée. Le coefficient non-linéaire mesuré est de  $500 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  pour la première fibre et  $2000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  pour la seconde. L'effet d'automodulation de phase est également observé pour la première fois dans ce type de fibre [39]. En 2009, une fibre microstructurée fortement non-linéaire AsSe avec une structure hexagonale de 3 anneaux est présentée [14]. Le coefficient non-linéaire est de  $15000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  avec une aire effective de  $2,9 \mu\text{m}^2$ . Cependant, l'atténuation de la fibre est élevée ( $15 \text{ dB.m}^{-1}$ ) à cause de nombreux inconvénients de la méthode de fabrication appelée 'stack-and-draw' [40]. Une meilleure technique de fabrication appelée 'casting method' est ensuite développée par Q. Coulombier et al. [41]. Cette technique permet de réduire les pertes linéaires des fibres ainsi que d'obtenir un diamètre

de cœur plus petit.

En plus des fibres microstructurées en verre de chalcogénure standard, des fibres effilées ont été présentées [42]-[43]. La figure 1.29 illustre le schéma d'une fibre effilée. Elle est constituée d'un tronçon dont le diamètre de cœur est très faible pour réaliser des fonctions non-linéaires et de deux autres tronçons au bout de la fibre avec un diamètre de cœur plus grand pour réaliser l'adaptation de mode. Le coefficient non-linéaire peut atteindre  $93\,400\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  pour la fibre de type "nanowire" présentée dans [43]. Les caractéristiques des dernières fibres microstructurées en verre de chalcogénures sont résumées sur le tableau 1.1.



FIGURE 1.29 – Fibre effilée, d'après [10].

TABLE 1.1 – Caractéristiques des fibres chalcogénures.

Type de verre de la fibre	Coefficient non-linéaire $\gamma$ ( $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ )	Perte de propagation ( $\text{dB}\cdot\text{m}^{-1}$ )	Mode de guidage	Année
GeSbSGa <sup>[37]</sup>	120	> 20	Multimode	2006
GeSbS <sup>[38]</sup>	500	5	Monomode	2008
AsSe <sup>[38]</sup>	2 000	10	Monomode	2008
AsSe <sup>[14]</sup>	15 000	15	Monomode	2009
AsSe "taper" <sup>[42]</sup>	68 000		Monomode	2007
AsSe "taper" <sup>[43]</sup>	93 400	< 1	Monomode	2008

Plusieurs applications des fibres chalcogénures pour le traitement tout-optique du signal telles que la conversion de longueur d'onde ou le démultiplexage temporel ont été étudiées [10, 16]. Cependant, pour réaliser des fonctions tout optiques dans un réseau réel, plusieurs problèmes doivent être résolus :

- Amélioration des pertes de couplage entre la fibre non-linéaire et la fibre monomode standard ou la diode laser.
- Augmentation du coefficient non-linéaire et réduction des pertes linéaires des fibres chalcogénures pour réduire la puissance nécessaire de la source laser dans le réseau optique.
- La dispersion chromatique peut être très différente de zéro pour les fibres chalcogénures. Ceci va conduire à une distorsion du signal au cours de sa propagation. Il faut donc bien caractériser la dispersion pour prévoir l'évolution du signal et contrôler la distorsion de ce signal.

### 1.3.5.2 Guides polymères conjugués

Le tableau 1.2 résume les critères importants qui vont nous aider à sélectionner le type de guide polymère d'étude du point de vue des propriétés optiques non-linéaires à savoir : la valeur de  $n_2$ ,  $\chi^{(3)}$  ou  $\gamma_m$  l'hyper polarisabilité d'ordre 3.

Nous pouvons voir à partir des données du tableau 1.2 que les polymères conjugués, en particulier de la famille des PolyThiophènes présentent des susceptibilités d'ordre 3 très élevées. Par exemple, le Poly(3-octylthiophène) possède un indice non-linéaire  $n_2$  loin de la résonance de l'ordre de  $1,47 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  qui est 1 000 fois plus grand que la valeur de la silice. Le temps de réponse des guides polymère est également très faible (inférieur à la picoseconde). Par exemple, le temps de réponse est inférieur à 120 fs pour le Poly(p-Phénylène Vinylène) [44]. Sa valeur de  $n_2$  estimée est de l'ordre de  $10^{-12} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ . Ce polymère s'avère très intéressant du point de vue de la non-linéarité d'ordre 3 et aussi du temps de réponse ultra-rapide qu'il présente. Cependant la préparation de films en PPV requiert des techniques avancées en chimie qui sont peu communes.

TABLE 1.2 – Propriétés non-linéaires d'ordre 3 de matériaux polymères

Matériau	$n_0$	$\chi^{(3)}$ (esu)	$n_2$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ )	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Année	Réf. publi
Dérivé de polythiophène	1,64	$10^{-10}$	$1,54 \cdot 10^{-12}$	1,55	1999	[9]
Poly (3-octylthiophène) Film $e = 0,5 \mu\text{m}$	1,64	$10 \cdot 10^{-12}$	$1,47 \cdot 10^{-13}$	1,54	1992	[9]
Regio controlled Poly (3-hexylthiophene) Films	1,64	$20 \cdot 10^{-12}$	$2,94 \cdot 10^{-13}$	1,55	2005	[45]
DR1 dans PMMA	1,65		$-3,6 \cdot 10^{-13}$	1,32	1 995	[46]

Récemment, la famille des Poly(3-AlkylThiophène) a été étudiée par Khalida Messad durant sa thèse effectuée au laboratoire [9]. Ces polymères possèdent un indice non-linéaire  $n_2$  de l'ordre de  $10^{-12}$  à  $10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  (jusqu'à 10 000 fois supérieur au  $n_2$  de la silice à 1 550 nm). Cependant, la mise en œuvre des Poly(3-AlkylThiophène)s en guide optique est très difficile. Jusqu'à ce jour aucune tentative relevée dans la littérature ne relate le succès de la création de guide monomode avec ce type de polymère. K. Messaad, sans arriver à un tel guide, a toutefois montré que les pertes rédhibitoires obtenues en régime monomode n'étaient pas dues à l'absorption intrinsèque du matériau. Ces travaux ont permis d'émettre l'hypothèse que celles-ci pouvaient être dues à des phénomènes extrinsèques provoqués par une mauvaise interface cœur-gaine optique due à la très faible adhérence de ce polymère

sur les autres matériaux du guide. Par ailleurs les propriétés très intéressantes que peut présenter un polymère classique fonctionnalisé avec des molécules actives telles que le PMMA fonctionnalisé avec des groupements DR1 (Chromophore « Disperse Red 1) est aussi noté dans cette étude dont les guides sont probablement plus accessibles.

Ainsi dans le cadre de cette thèse, nous avons pour objectif de mettre en place des méthodes de caractérisation des guides en polymère de la famille des polyméthacrylate développés au laboratoire dans le cadre du projet ANR MODPOL et de la thèse en cours de Hind Mahé. Cette famille est une combinaison soit par mélange, soit par greffage, entre des molécules proches du DR1 (mais aussi d'autres chromophores originaux), et la chaîne polyméthacrylate. Bien que des guides de ce type de polymère promettent des propriétés non-linéaires très fortes, les données sur la caractérisation des propriétés optiques en particulier non-linéaire des polymères conjugués sous forme de guides dans le domaine spectral des télécommunications sont quasi-inexistantes. Par conséquent, l'étude des techniques de caractérisations linéaire et non-linéaire des guides polymères est un des objectifs de la thèse. De plus, les conditions d'observation des effets non-linéaires d'ordre 3 telles que l'automodulation de phase ou le mélange à quatre ondes pour des guides polymères est également importante.

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions générales qui seront utilisées tout au long de ce manuscrit, concernant des fibres et des guides optiques ainsi que des effets optique non-linéaires d'ordre 3. La théorie de la propagation des ondes dans des fibres optiques associée avec des modes guidés et la théorie de couplage optique ont été rappelées. Elles sont nécessaires à la compréhension des chapitres suivants pour l'étude du caractère monomode de nouvelles fibres et de l'amélioration des pertes de couplage.

Nous avons particulièrement insisté sur les deux effets non-linéaires d'ordre 3 (la SPM et le FWM) auxquels nous nous sommes notamment intéressés dans le cadre de la thèse. Deux fonctions tout optiques basées sur ces deux effets non-linéaires (la régénération et le démultiplexage temporel) sont également présentés. L'état de l'art des fibres microstructurées en verre de chalcogénure et des guides polymères au début de la thèse sont étudiés à la fin de ce chapitre. Le chapitre suivant va décrire les techniques de couplage optique pour les fibres ou les guides non-linéaires en utilisant des fibres microlentillées. Cette étude est nécessaire pour observer des effets optiques non-linéaires avec de faibles puissances d'entrée. Nous présenterons également les contributions originales que nous avons proposées pour améliorer l'efficacité de couplage optique.

## Chapitre 2

# Etude de l'Amélioration de l'Efficacité de Couplage par Micro-lentille sur Fibre Optique

Les effets optiques non-linéaires d'ordre 3 dépendent de la puissance d'entrée d'une fibre optique non-linéaire. L'efficacité des effets non-linéaires est d'autant plus grande que cette puissance est grande. Un des objectifs de cette thèse est donc l'étude de l'amélioration de l'efficacité de couplage entre composants ou fibres optiques monomodes. L'augmentation du rendement optique contribue à réduire la puissance nécessaire d'une source laser pour réaliser des fonctions tout optiques dans les télécommunications.

Dans le chapitre 1, nous avons calculé l'efficacité d'un couplage optique à partir du recouvrement des champs gaussiens dans un plan donné. Cette valeur est fonction des paramètres des faisceaux tels que le diamètre de mode ou le rayon de courbure du front d'onde, et des alignements respectifs des faisceaux entre eux. Ainsi il est nécessaire d'adapter les paramètres des faisceaux entre fibres ou composants optiques pour améliorer le rendement de couplage optique. Ce rendement de couplage peut être amélioré de plusieurs façons, soit en utilisant des systèmes optiques en espace libre (objectifs, lentilles discrètes) soit en réalisant des microlentilles directement sur la fibre de transport. Nous avons retenu la deuxième solution plus compacte et bien adaptée au couplage de fibres telles que les fibres très non-linéaires étudiées dans le cadre de la thèse. De nombreuses micro-lentilles sur fibres optiques dont les paramètres de faisceau peuvent être contrôlables ont été présentées dans la littérature depuis 1972 [47] où L. G. Cohen présenta l'idée d'utiliser des microlentilles sur fibres pour améliorer le couplage optique avec des lasers à semi conducteur, mais les dernières publications [48] montrent que le problème reste d'actualité. Des fibres micro-lentillées de plusieurs types telles que des Gradissimo® [49] et Gradhyp [50, 51] ont été réalisées et développées au laboratoire pour améliorer le rendement de couplage. Notons que la troncature du faisceau gaussien au cours de la propagation dans ce type de micro-lentilles est à prendre en compte dans l'étude de celles-ci [51]. Ces microlentilles ont été étudiées tout

d'abord par Philippe Chanclou dans le cadre de sa thèse [4] puis par plusieurs étudiants en stage ingénieur, de licence ou de master recherche [50, 52, 53, 54]. Elles ont aussi fait l'objet de transfert de licence et de savoir faire auprès de plusieurs sociétés. Cependant des améliorations restaient à apporter sur ces microlentilles. L'une de mes contributions lors de cette thèse a donc en particulier consisté à améliorer la modélisation de ces micro-lentilles pour obtenir un meilleur accord entre valeurs théoriques et pratiques des paramètres de faisceau en sortie de fibre. Dans ce chapitre leurs performances et limitations dans l'amélioration du rendement de couplage optique seront étudiées.

Les microlentilles développées au laboratoire sont constituées de tronçons de fibres de différentes natures, telles que du gradient d'indice et de la silice pure. Nous débuterons donc par une présentation de la théorie de propagation d'un faisceau gaussien dans ces différents milieux. Ensuite nous présenterons deux types de fibres micro-lentillées nommées Gradissimo et Gradhyp dans les deuxième et troisième parties. La modélisation sera détaillée dans ce chapitre et le procédé de fabrication sera expliqué en annexe. La quatrième partie sera consacrée aux techniques de caractérisation des fibres micro-lentillées ainsi qu'au banc de couplage qui seront utilisés pour caractériser nos microlentilles. Nous finirons ce chapitre par nos contributions à l'étude des micro-lentilles, en particulier des Gradissimo et Gradhyp, pour améliorer l'efficacité de couplage. En résumé, cette étude a pour objectifs de :

- Réaliser différents types de microlentilles et en étudier les limitations.
- Etudier l'influence de la troncature du faisceau se propageant dans ces micro-lentilles sur le diamètre de mode obtenu.
- Améliorer la modélisation de la propagation du faisceau dans ces micro-lentilles pour obtenir une meilleure adéquation entre théorie et expérience.

## 2.1 Le faisceau gaussien dans des milieux différents

Généralement, les fibres micro-lentillées sont conçues à partir de différents éléments optiques pour contrôler les paramètres du faisceau au cours de sa propagation. En particulier, les microlentilles développées au laboratoire sont constituées d'un tronçon de fibre mono-mode, d'un tronçon de fibre à gradient d'indice, d'un tronçon en silice et d'une section lentille dont le profil géométrique peut être hyperbolique ou sphérique. De plus, les diagrammes de rayonnement des diodes lasers et des fibres optiques sont très proches d'une distribution gaussienne. Une théorie de propagation d'un faisceau gaussien dans différents milieux et différentes structures géométriques est alors nécessaire pour modéliser et fabriquer des fibres micro-lentillées adaptées à un problème donné. Dans cette partie, nous allons d'abord rappeler la loi  $ABCD$  proposée par H. Kogelnik [26, 55] qui explique la propagation des faisceaux gaussiens à travers différents systèmes optiques. La propagation d'un faisceau gaussien dans une fibre à gradient d'indice et une fibre en silice sont ensuite présentées.

### 2.1.1 Loi ABCD

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, un faisceau gaussien s'élargit au cours de sa propagation en espace libre, mais la distribution transverse de son intensité reste toujours gaussienne. Nous rappelons ici la loi d'élargissement pour les deux paramètres du faisceau, le rayon du faisceau  $w$  et le rayon de courbure du front d'onde  $R$ , en fonction de la distance  $z$  par rapport au waist :

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right], \quad (2-1)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (2-2)$$

Il est pratique de combiner les deux paramètres  $w$  et  $R$  dans un paramètre complexe défini par :

$$Q = \frac{k}{R} - \frac{2i}{w^2}. \quad (2-3)$$

Nous rappelons ici que  $k = 2\pi n/\lambda$  est la constante de propagation dans le milieu d'indice  $n$  et  $Q$  est lié au paramètre  $q$  défini dans l'équation (1-71) par la relation  $Q = k/q$ .

L'objectif de ce paragraphe est de déterminer le paramètre  $Q$  d'un faisceau gaussien qui passe à travers différents systèmes optiques. Prenons le cas d'un rayon passant par un milieu ou un système optique comme schématisé sur la figure 2.1. Ce rayon est caractérisé par sa position latérale  $x_1$  par rapport à l'axe optique et son inclinaison par rapport à l'axe, donnée par la pente de la tangente  $x'_1$  à sa trajectoire dans le plan d'entrée et les paramètres correspondants  $x_2$  et  $x'_2$  dans le plan de sortie. Puisque le faisceau gaussien est une solution particulière de l'équation des ondes scalaires dans l'approximation du guidage faible, le rayon dans la figure 2.1 est considéré comme paraxial ou, en d'autres termes, la pente du rayon  $x'$  est supposée faible. Cette approximation du guidage faible conduit à une relation linéaire entre les paramètres de sortie  $x_2$ ,  $x'_2$  et les paramètres d'entrée correspondants qui peut s'écrire sous une forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix}. \quad (2-4)$$

La matrice  $ABCD$  est appelée matrice de transfert du rayon. Son déterminant est généralement l'unité :

$$AD - BC = 1, \quad (2-5)$$

et les éléments  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  sont connus pour plusieurs éléments optiques. En particulier, la matrice de transfert qui régit les rayons dont la trajectoire consiste d'abord en une propagation en espace libre sur une distance  $d$ , puis à travers une lentille mince de focale  $f$  comme l'illustre la figure 2.2 s'écrit de la manière suivante

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{pmatrix}. \quad (2-6)$$

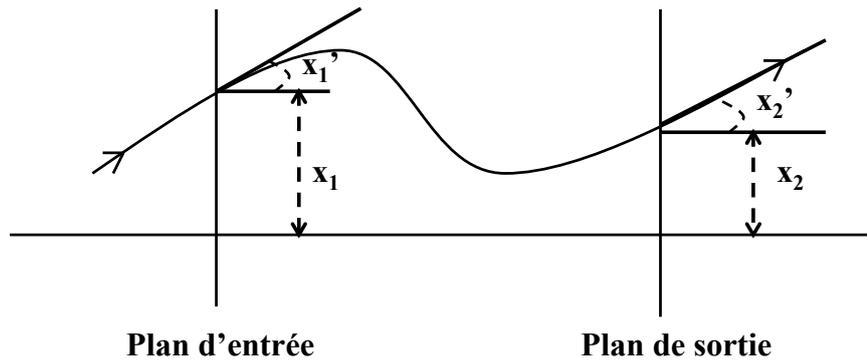
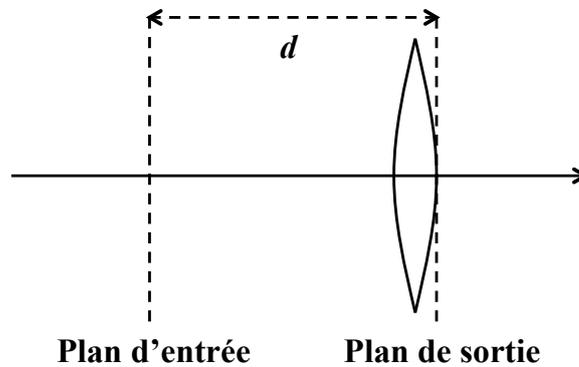


FIGURE 2.1 – Rayon paraxial et plans de référence d'une structure optique.

FIGURE 2.2 – Structure optique avec une lentille mince de focale  $f$ .

Les rayons associés à une onde sphérique sont perpendiculaires à la surface du front d'onde. La position  $x$  et la pente  $x'$  d'un rayon paraxial sont liées au rayon de courbure du front d'onde par :

$$R = \frac{x}{x'}. \quad (2-7)$$

En utilisant les relations (2-4) et (2-7), nous obtenons le rayon de courbure  $R_2$  dans le plan de sortie en fonction du rayon de courbure  $R_1$  dans le plan d'entrée :

$$R_2 = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D}. \quad (2-8)$$

En raison de l'équivalence de la propagation d'un rayon paraxial et celle d'un faisceau gaussien, à partir des équations (2-3) et (2-8), on peut déduire la loi de transformation pour des faisceaux gaussiens comme suit :

$$\frac{k_2}{Q_2} = \frac{Ak_1 + B}{\frac{Ck_1 + D}{Q_1}}, \quad (2-9)$$

ou

$$Q_2 = k_2 \frac{Ck_1 + DQ_1}{Ak_1 + BQ_1}. \quad (2-10)$$

Cette loi est appelée loi *ABCD*. Elle permet de déterminer les paramètres des faisceaux gaussiens après propagation à travers tous les systèmes optiques dont les éléments *A*, *B*, *C*, *D* de la matrice de transfert sont connus.

### 2.1.2 La fibre multimode à GRADIENT d'INDICE

La fibre multimode à gradient d'indice parabolique est caractérisée par une dépendance quadratique radiale de l'indice de réfraction  $n$  à proximité de l'axe optique, telle que :

$$n^2(r, z) = n_0^2 - n_0 g^2 r^2, \quad (2-11)$$

où  $g = (n_2/n_0)^{1/2}$  ( $\text{m}^{-1}$ ) et les constantes  $n_0$ ,  $n_2$  varient lentement en fonction de  $z$ . En d'autres termes, l'indice de réfraction du cœur n'est pas constant, mais dépend quadratiquement de la distance par rapport à l'axe optique. La Figure 2.3 montre un exemple du profil théorique de la fibre 85/125 d'Alcatel dans laquelle le diamètre de cœur est de  $85 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ . Ce paragraphe a pour objectif d'étudier la loi de propagation d'un faisceau gaussien dans ce type de fibre.

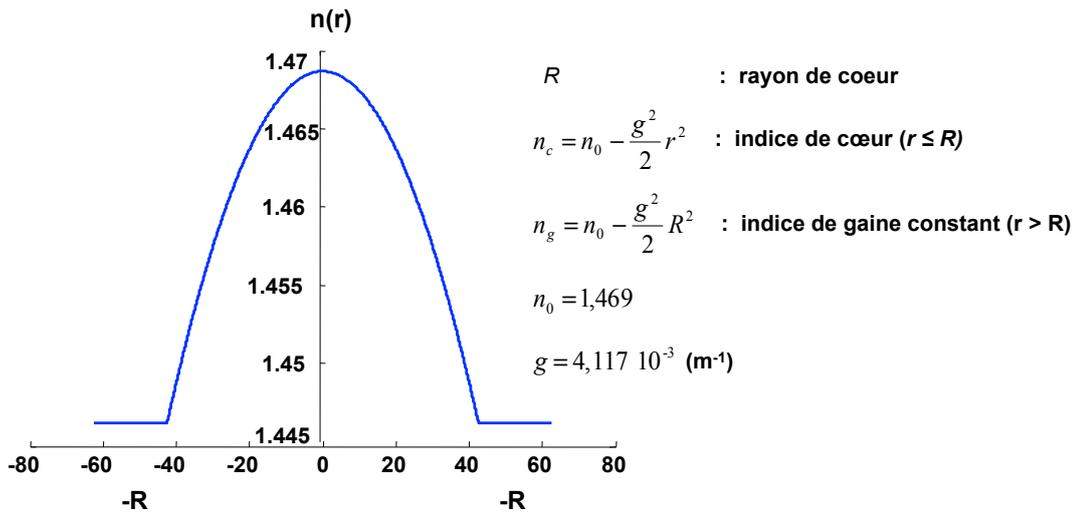


FIGURE 2.3 – Profil d'indice théorique de la fibre à gradient d'indice 85/125 d'Alcatel.

La dérivation des lois de propagation commence aussi par l'équation des ondes scalaires (1-63) :

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0, \quad (2-12)$$

où  $k = 2\pi n/\lambda$ . La solution qui nous intéresse correspond à l'onde qui se propage principalement dans la direction axiale  $z$ . C'est pourquoi la composante du champ  $u$  peut s'écrire comme suit :

$$u = \psi(x, y, z) \exp(-i\theta), \quad (2-13)$$

avec

$$\frac{d\theta(z)}{dz} = k_0(z). \quad (2-14)$$

Dans le cas où  $k_0 = 2\pi n_0/\lambda$  est constant, l'exponentielle dans l'équation (2-13) devient simplement  $\exp(-ik_0z)$  et on retrouve la solution de la propagation en espace libre.

En raison du fait que le champ varie de manière suffisamment lente sur l'axe  $z$ , on peut négliger la dérivée seconde  $\partial^2\psi/\partial z^2$  de l'amplitude  $\psi(x, y, z)$ . On obtient alors une nouvelle équation de champ uniquement fonction de  $\psi(x, y, z)$  à partir des relations (2-12), (2-13) et (2-14) :

$$\Delta_t\psi - 2ik_0\psi' - ik_0'\psi - k_0k_2r^2\psi = 0, \quad (2-15)$$

où

$$\Delta_t = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad (2-16)$$

$$r^2 = x^2 + y^2, \quad (2-17)$$

avec  $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$  et les variables pointées ( $'$ ) sont des dérivées par rapport à  $z$ . Le faisceau gaussien caractérisé par un paramètre complexe de phase  $P(z)$  et un paramètre complexe opto-géométrique du faisceau  $q(z)$  comme le montre l'équation (1-66) est une solution exacte de l'équation (2-15). Ce faisceau peut se réécrire en utilisant deux paramètres complexes  $P(z)$  et  $Q(z)$  qui correspondent au paramètre  $k/q(z)$  utilisé dans l'équation (1-66) comme suit :

$$\psi(r, z) = \exp \left\{ -i \left( P(z) + \frac{1}{2}Q(z)r^2 \right) \right\}. \quad (2-18)$$

Les dérivées de l'amplitude sont données par les relations suivantes :

$$\psi' = \frac{\partial\psi}{\partial z} = -i \left( P' + \frac{1}{2}Q'r^2 \right) \psi, \quad (2-19)$$

$$\Delta_t\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = - (2iQ + Q^2r^2) \psi. \quad (2-20)$$

L'équation (2-15) devient alors :

$$Q^2r^2 + 2iQ + k_0(2P' + Q'r^2) + ik_0' + k_0k_2r^2 = 0. \quad (2-21)$$

L'égalité des coefficients en fonction de l'ordre  $r$  donne une expression pour la phase complexe  $P$  :

$$P(z)' = -i \left( \frac{Q(z)}{k_0} + \frac{k_0'}{2k_0} \right), \quad (2-22)$$

ainsi qu'une équation différentielle pour le paramètre opto-géométrique du faisceau  $Q$  :

$$Q^2(z) + k_0Q'(z) + k_0k_2 = 0. \quad (2-23)$$

L'équation (2-23) est une équation différentielle non linéaire de la forme Riccati dont la solution générale est de la forme :

$$Q(z) = Q_m \frac{Q_1 + Q_m + (Q_1 - Q_m) e^{2igz}}{Q_1 + Q_m - (Q_1 - Q_m) e^{2igz}}, \quad (2-24)$$

avec  $Q_1$  le paramètre  $Q(z)$  à  $z = 0$ . Cette solution décrit les propriétés de propagation des faisceaux gaussiens. Dans le cas où  $k_0 = \text{const}$ ,  $k_2 = \text{const}$  et  $k_2 \neq 0$ , un tel milieu peut supporter des faisceaux gaussiens dont le diamètre ne varie pas sur l'axe optique.  $Q_m$  est la solution particulière de ce type de faisceau telle que  $Q(z)' = 0$ . Son expression est la suivante :

$$Q_m = -i\sqrt{k_0 k_2}. \quad (2-25)$$

La solution générale pour un faisceau dont le diamètre varie sur l'axe  $z$  peut être déduite de l'équivalence entre un faisceau gaussien et un rayon paraxial comme présenté dans l'équation (2-7) :

$$Q = k_0 \frac{x'}{x}. \quad (2-26)$$

L'équation (2-23) devient alors :

$$(k_0 x')' + k_2 x = 0. \quad (2-27)$$

Cette équation a une solution générale :

$$x = a e^{igz} + b e^{-igz}, \quad (2-28)$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes qui dépendent des conditions initiales à  $z = 0$ , et :

$$g = \sqrt{\frac{k_2}{k_0}}. \quad (2-29)$$

En conclusion, les paramètres de la gaussienne se propageant dans un tronçon de gradient d'indice, sont définis par :

$$Q(z) = Q_m \frac{Q_1 + Q_m + (Q_1 - Q_m) e^{2igz}}{Q_1 + Q_m - (Q_1 - Q_m) e^{2igz}}, \quad (2-30)$$

$$P(z)' = -i \left( \frac{Q(z)}{k_0} + \frac{k_0'}{2k_0} \right), \quad (2-31)$$

avec :

- $Q_1 = Q(0)$
- $Q_m = -i\sqrt{k_0 k_2}$
- $g = \sqrt{\frac{k_2}{k_0}}$ .

Les relations (2-30) et (2-31) vont régir l'évolution du champ gaussien dans le milieu à gradient d'indice. Des paramètres réels caractéristiques du faisceau gaussien tels que le rayon de mode  $w(z)$  et le rayon de courbure du front d'onde  $R(z)$  sont calculés à partir des paramètres complexes  $Q(z)$  et  $P(z)$  :

$$w(z) = \sqrt{\frac{2}{-\text{Im}[Q(z)]}}, \quad (2-32)$$

$$R(z) = \frac{k_0}{\text{Re}[Q(z)]}. \quad (2-33)$$

L'évolution de ces paramètres en fonction de la distance de propagation est représentée sur la figure 2.4. On observe un phénomène périodique des deux paramètres au cours de la propagation. Il correspond à l'évolution périodique du faisceau gaussien comme l'illustre la figure 2.5. Dans la fibre à gradient d'indice parabolique, cette période (appelée Pitch) est fonction des indices de cœur et de gaine et peut être définie comme :

$$\text{Pitch} = \frac{2\pi}{g}. \quad (2-34)$$

Le Pitch vaut  $1463,32 \mu\text{m}$  pour la fibre 85/125 d'Alcatel utilisée à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ . Le front d'onde devient plan à chaque fois que le rayon de mode passe par un minimum ou maximum, tous les  $1/4$  Pitch. Grâce à l'évolution périodique et la capacité de forte modification du rayon de mode, la fibre multimode à gradient d'indice sera utilisée comme une section de lentille dans les fibres micro-lentillées développées au laboratoire.

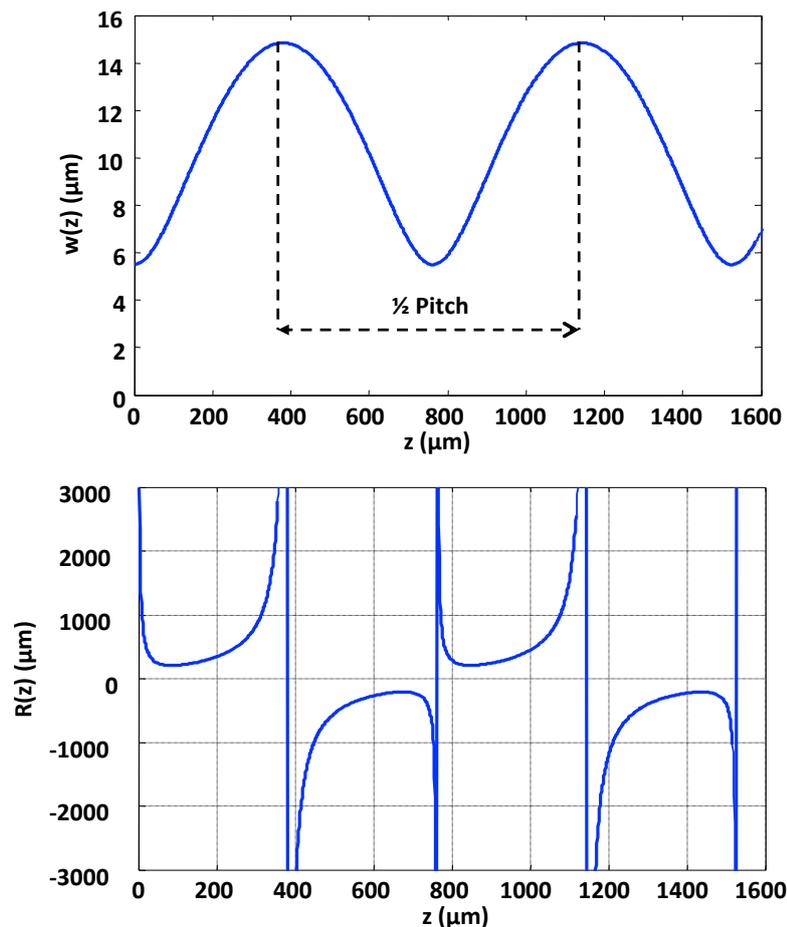


FIGURE 2.4 – Evolution du rayon de mode et du rayon de courbure du front d'onde en fonction de la distance de propagation dans le gradient d'indice 85/125.

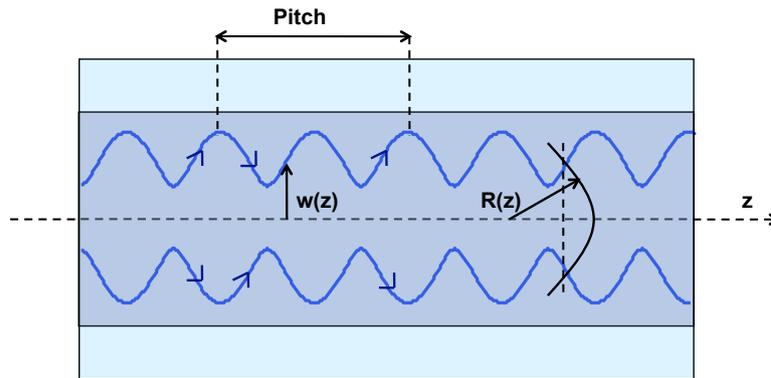


FIGURE 2.5 – Evolution d'un faisceau gaussien dans la fibre circulaire à gradient d'indice parabolique.

### 2.1.3 La fibre Silice

La fibre silice est une fibre constituée uniquement de silice pure dans laquelle il n'y a pas eu de dopage du coeur. Son diamètre extérieur est conservé à  $125 \mu\text{m}$  tout le long de la fibre. L'évolution d'un faisceau gaussien dans une fibre silice est la même qu'en espace libre mais la vitesse de divergence du faisceau est plus lente. La loi de propagation du rayon de mode et du rayon de courbure du front d'onde peut également être exprimée par les équations (1-74) et (1-75). En remplaçant la valeur de la longueur d'onde dans ces formules par la valeur correspondante dans le milieu silice, on obtient :

$$w_{silice}^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda_s z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right], \quad (2-35)$$

$$R_{silice}(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda_s z} \right)^2 \right], \quad (2-36)$$

avec  $\lambda_s = \lambda/n_s$  la longueur d'onde du faisceau dans le milieu silice et  $n_s$  l'indice de réfraction du milieu silice.

Comme nous le verrons, la fibre de silice sera utilisée dans la fabrication des micro-lentilles en association avec les fibres à gradient d'indice présentées plus haut.

## 2.2 Micro-lentilles

Des fibres micro-lentillées sont fabriquées en bout de fibre monomode pour modifier la taille du faisceau provenant de la fibre pour l'adapter à celui d'un autre composant optique ou d'une autre fibre optique. Cette modification consiste à réduire le faisceau pour le focaliser ou à l'élargir. Les faisceaux élargis permettent en plus d'obtenir des tolérances de positionnement moins critiques.

En général, les micro-lentilles sont caractérisées par deux paramètres. Le premier est le diamètre de mode qui est défini par le plus petit diamètre de mode du faisceau gaussien

provenant de la fibre micro-lentillée, on le note  $2w_0$ ,  $w_0$  étant le "waist" du faisceau. Le deuxième paramètre est la distance de travail  $z$ . Elle est définie par la distance entre l'extrémité de la fibre et le point de focalisation du faisceau c'est-à-dire la position où se situe le diamètre de mode  $2w_0$  comme illustré sur la figure 2.6. Une bonne adaptation des diamètres de mode et de leur positionnement permet un couplage optimal entre composants actifs ou passifs et une fibre, ou pour l'interconnexion entre fibres (voir l'équation (1-95)).

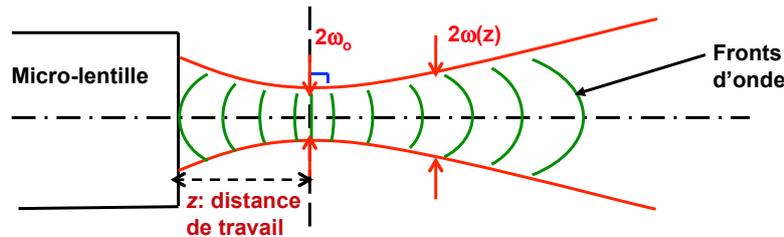


FIGURE 2.6 – Distance de travail et diamètre de mode d'une fibre micro-lentillée.

Plusieurs techniques de fabrication de micro-lentilles ont été développées telles que, par exemple, la photolithographie, l'attaque chimique, l'apport de matière et la juxtaposition de sections de fibres de différentes natures [4]. Nous ne détaillerons pas plus l'état de l'art des microlentilles dans la mesure où cette thèse a pour objectif l'étude des effets non-linéaires. Nous nous sommes concentrés sur l'amélioration des microlentilles existant au laboratoire afin d'améliorer l'injection de puissance dans des composants non-linéaires.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux fibres micro-lentillées de type Gradissimo et Gradhyp fabriquées à partir de sections de fibres de différentes natures pour améliorer le rendement de couplage optique. Ces techniques permettent d'avoir une sélection variée de diamètres de mode et de distance de travail pour l'adaptation des faisceaux.

## 2.2.1 GRADISSIMO

### 2.2.1.1 Présentation de la micro-lentille Gradissimo

La Gradissimo est un type de micro-lentille conçue et développée au laboratoire. Elle a fait l'objet d'un dépôt de brevet de M. Thual, P. Auvray, J. Lostec et B. Clavel : N° EP0825464, "Procédé de fabrication d'un dispositif de couplage optique collectif et dispositif obtenu par un tel procédé" le 21/08/1996 [53, 54]. Cette microlentille a été développée à l'origine pour répondre à un besoin d'optiques collectives simples à mettre en œuvre et à moindre coût pour les réseaux d'accès optique. Elle permet de coupler des barrettes de lasers vers des rubans de fibres ainsi que d'assurer le couplage entre rubans de fibres. Elle est constituée de sections de fibres de différentes natures. Il s'agit de l'association d'un tronçon à GRADient d'indice et d'un tronçon de SILice soudés à une fibre MOnomode. Le schéma de principe de la gradissimo est présenté sur la figure 2.7. Le tronçon de silice a pour objectif d'adapter l'indice entre la fibre monomode et le gradient d'indice et de placer la

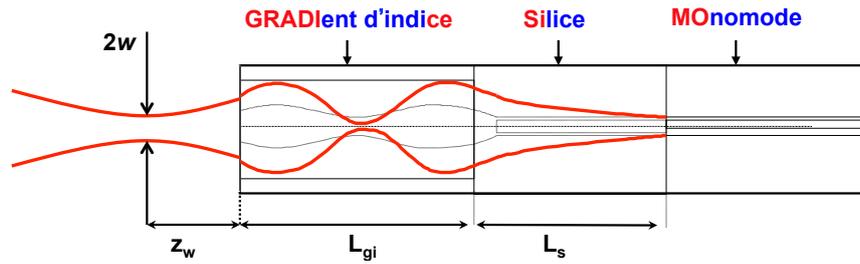


FIGURE 2.7 – Schéma de principe de la micro-optique GRADISSIMO.

fibre monomode à la distance optimale  $L_s$  de la lentille. De plus, il assure le positionnement et la liaison mécanique de l'ensemble. Le tronçon multimode à gradient d'indice est une lentille dont les propriétés dépendent de la longueur  $L_{gi}$  comme expliqué dans le paragraphe 2.1.2. La distance de travail  $z$  ainsi que le diamètre de mode  $2w$  au point de focalisation de la gradissimo dépendent des longueurs  $L_s$  et  $L_{gi}$  de silice et de gradient d'indice. Ce type de micro-lentille permet d'avoir un diamètre de mode qui varie de  $5,5 \mu\text{m}$  à  $90 \mu\text{m}$  et une distance de travail allant de  $0 \mu\text{m}$  à  $2000 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde de  $1550 \text{ nm}$ .

Il existe plusieurs types de gradissimo selon le choix de gradient d'indice. Dans notre laboratoire, nous utilisons trois types de gradient d'indice : gradient d'indice 62,5/125, gradient d'indice 85/125 fabriqués par la société Alcatel et une fibre à gradient d'indice 125/125 que nous avons fait développer par un fibreur, dont les diamètres du cœur sont  $62,5 \mu\text{m}$ ,  $85 \mu\text{m}$  et  $125 \mu\text{m}$  respectivement et les constantes quadratiques définies dans l'équation (2-11) sont  $6,013 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ ,  $4,117 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$  et  $1,650 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$  respectivement. Les gradissimos sont ainsi appelées également gradissimo 62,5, gradissimo 85 et gradissimo 125.

Comme nous l'avons vu la gradissimo a été développée pour répondre à un besoin de couplage collectif bas coût. Son procédé de fabrication a donc été conçu pour être simple, reproductible et compatible avec une réalisation sur rubans de fibres. Le procédé de fabrication ne comprend que des étapes simples telles que des clivages et des soudures de fibres qui peuvent toutes être effectuées sur  $n$  fibres en même temps. Il ne comprend aucune étape complexe ce qui le rend très reproductible. Le détail du procédé de fabrication est présenté dans l'annexe A.

### 2.2.1.2 Modélisation de la micro-lentille Gradissimo

La structure géométrique de la micro-optique gradissimo a été présentée dans le paragraphe précédent. Les paramètres géométriques les plus importants sont :

- la longueur de silice  $L_s$ ,
- la longueur de gradient d'indice  $L_{gi}$ ,
- et le diamètre du cœur du gradient d'indice.

Ces paramètres sont choisis pour obtenir les valeurs désirées des paramètres opto-géométriques de la gradissimo tels que :

- le rayon du mode,

– et la distance de travail du faisceau en sortie de fibre.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter la modélisation de la propagation d'un faisceau gaussien dans une gradissimo puis nous montrerons comment on peut calculer les paramètres géométriques.

La propagation d'un faisceau gaussien dans la gradissimo consiste en quatre étapes qui sont la propagation dans la section monomode, la propagation dans la section silice, la propagation dans la section à gradient d'indice et enfin la propagation dans l'air jusqu'au point de focalisation. Le faisceau se propage donc à travers trois dioptries : dioptrie fibre monomode / silice, dioptrie silice / gradient d'indice et dioptrie gradient d'indice / air. La figure 2.8 présente les différents paramètres du faisceau tels que le rayon du mode  $w$  au niveau de chaque dioptrie. Le calcul de ces paramètres en fonction de la longueur de silice et de la longueur de gradient d'indice est le suivant :

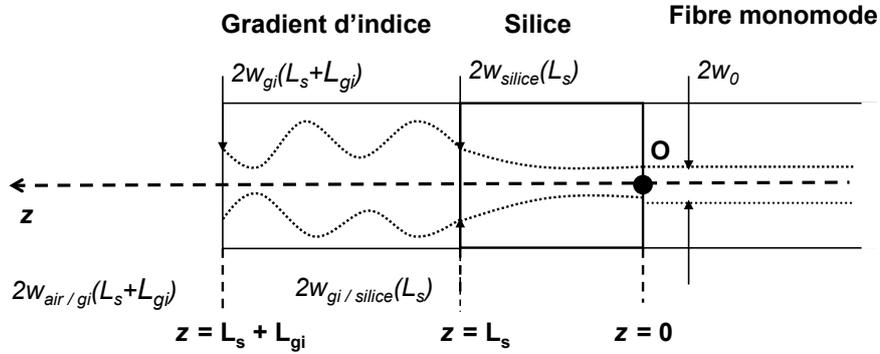


FIGURE 2.8 – Paramètres du faisceau dans la gradissimo.

**Faisceau en sortie de fibre monomode dans la silice (voir la figure 2.8) :**

Puisque le rayon du faisceau  $w_0$  à la coordonnée  $z = 0$  dans la silice est le même que celui dans la fibre monomode qui correspond au waist du faisceau, les paramètres à  $z = L_s$  dans la silice ont pour expression (voir les équations (2-35), (2-36)) :

$$w_{silice}(z = L_s) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda_s L_s}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2-37)$$

$$R_{silice}(z = L_s) = L_s \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda_s L_s} \right)^2 \right], \quad (2-38)$$

où  $\lambda_s = \lambda/n_s$  est la longueur d'onde dans la silice.

**Faisceau dans le tronçon à gradient d'indice (voir la figure 2.8) :**

Le passage du dioptrie silice / gradient d'indice modifie le rayon de courbure du faisceau mais ne modifie pas son rayon de mode. Les paramètres du faisceau à  $z = L_s$  dans la section à gradient d'indice sont donc :

$$w_{gi/silice}(L_s) = w_{silice}(L_s), \quad (2-39)$$

$$R_{gi/silice}(L_s) = R_{silice}(L_s) \frac{n_0}{n_s}, \quad (2-40)$$

où on choisit pour l'indice du milieu à gradient d'indice la valeur au centre du gradient  $n_0$  pour calculer le rapport d'indice du dioptre gradient d'indice / silice.

L'indice de réfraction du tronçon à gradient d'indice est fonction de la distance par rapport à l'axe optique comme l'illustre l'équation (2-11) :

$$n^2(r, z) = n_0^2 - n_0 g^2 r^2.$$

Comme nous l'avons vu plus haut, selon le diamètre du cœur de la section à gradient d'indice  $\Phi_{cœur} = 62,5 \mu\text{m}, 85 \mu\text{m}$  ou  $125 \mu\text{m}$ , la constante  $g$  est égale à  $6,013 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ ,  $4,117 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$  et  $1,650 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$  respectivement. Les paramètres du faisceau à la fin de la section peuvent être calculés à l'aide de la loi de transformation du faisceau dans une fibre multimode (2-30) :

$$Q(L_s + L_{gi}) = Q_m \frac{Q(L_s) + Q_m + (Q(L_s) - Q_m) e^{2igz}}{Q(L_s) + Q_m - (Q(L_s) - Q_m) e^{2igz}}, \quad (2-41)$$

avec  $k_0 = 2\pi n_0/\lambda$ ,  $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$ ,  $n_2 = g^2 n_0$  et les paramètres  $Q_m = -i\sqrt{k_0 k_2}$  et  $g = \sqrt{k_2/k_0}$ . Les deux paramètres  $w$  et  $R$  à la position  $z = L_s + L_{gi}$  dans la section à gradient d'indice sont alors calculés à partir des équations (2-32), (2-33) :

$$w_{gi}(L_s + L_{gi}) = \sqrt{\frac{2}{-\text{Im}[Q(L_s + L_{gi})]}}, \quad (2-42)$$

$$R_{gi}(L_s + L_{gi}) = \frac{k_0}{\text{Re}[Q(L_s + L_{gi})]}. \quad (2-43)$$

#### Faisceau en sortie de la gradissimo :

Le dioptre gradient d'indice / air conduit aux paramètres du faisceau à  $z = L_s + L_{gi}$  dans l'air comme suit :

$$w_{air/gi}(L_s + L_{gi}) = w_{gi}(L_s + L_{gi}), \quad (2-44)$$

$$R_{air/gi}(L_s + L_{gi}) = R_{gi}(L_s + L_{gi}) \frac{1}{n_0}. \quad (2-45)$$

Enfin, on peut utiliser les relations (1-74), (1-75) pour calculer la distance de travail et le waist de la fibre gradissimo :

$$w_{\text{Gradissimo}}^2(z) = w^2 \left/ \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_{air/gi}^2}{\lambda R} \right)^2 \right] \right., \quad (2-46)$$

$$z_{\text{Gradissimo}}(z) = R \left/ \left[ 1 + \left( \frac{\lambda R}{\pi w_{air/gi}^2} \right)^2 \right] \right.. \quad (2-47)$$

Les équations (2-37) - (2-47) sont utilisées pour retrouver les paramètres géométriques (la longueur de silice et de gradient d'indice) qui permettent d'obtenir les valeurs désirées de

distance de travail et de waist de la gradissimo. Selon la simulation, ce type de micro-lentille permet d'obtenir un diamètre de mode qui varie de  $5,5 \mu\text{m}$  à  $90 \mu\text{m}$  et une distance de travail allant de  $0 \mu\text{m}$  à  $2000 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ . Dans le cadre de la thèse, le diamètre de mode des dispositifs non-linéaires est généralement plus petit que  $3 \mu\text{m}$ . Il est donc nécessaire d'étudier d'autres types de microlentilles de diamètre de mode plus faible que celui des gradissimos.

### 2.2.2 GRADHYP

La micro-lentille de type gradhyp est constituée d'une lentille hyperbolique déposée par apport de matière sur un tronçon de gradient d'indice soudé à une fibre monomode [56]. L'intérêt principal de ces lentilles est d'obtenir un diamètre de mode plus petit que ceux obtenus avec les microlentilles de type gradissimo et des distances de travail importantes pour éviter de venir percuter le guide à coupler. De plus, une modification du profil d'extrémité de la fibre va limiter les réflexions de Fresnel. Le schéma de principe de la gradhyp est présenté en général et en détail respectivement sur la figure 2.9a et la figure 2.9b. Il est constitué de deux sections soudées à une fibre monomode :

- La section à gradient d'indice de longueur  $L_{gi}$
- La lentille d'apport de rayon  $R$  de la sphère osculatrice de l'hyperbole de la lentille hyperbolique.

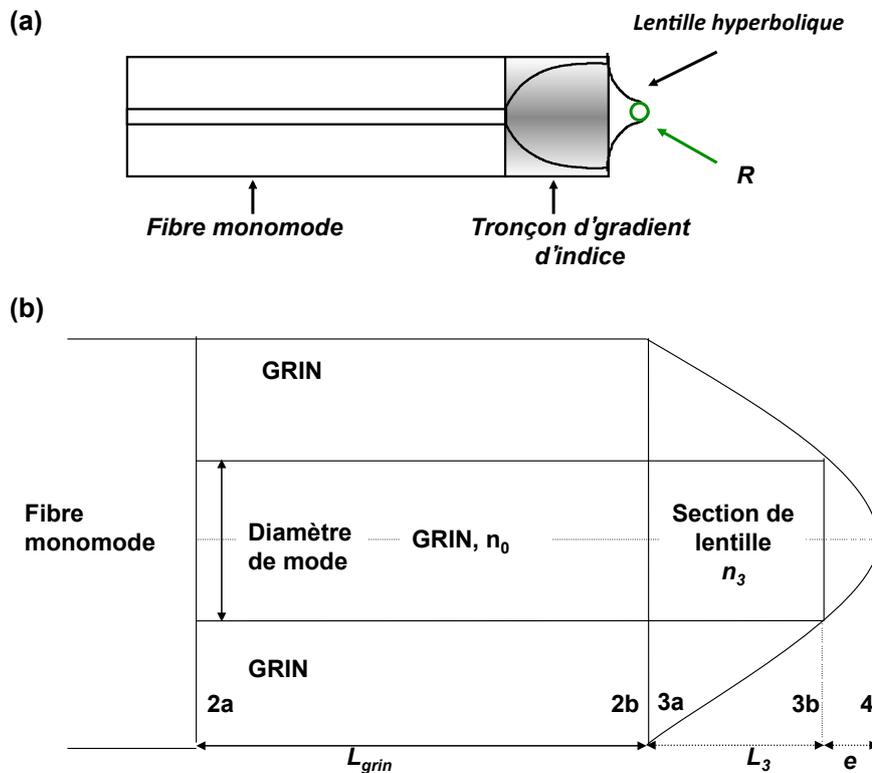


FIGURE 2.9 – Schéma de principe de la micro-optique GRADHYP.

Le rôle du tronçon de gradient d'indice est d'augmenter le diamètre de mode du faisceau issu de la fibre monomode avant d'entrer dans la lentille hyperbolique apportée en bout de fibre. La lentille d'apport au bout de la gradhyp a pour objectif de focaliser le faisceau se propageant à travers le tronçon à gradient d'indice. C'est cette association d'un faisceau étendu et du profil de sortie de la fibre qui va permettre d'obtenir une grande distance de travail et un faible diamètre de mode au point de focalisation.

Les nouveaux paramètres du faisceau dépendent de la distance focale  $f$  de la lentille par la loi  $ABCD$  comme présenté dans les équations (2-6) et (2-10). Supposons que le paramètre complexe du faisceau (voir l'équation (2-3)) au niveau du dioptre gradient d'indice / lentille d'apport soit  $Q_{lentille\_in}$ , ce paramètre en sortie de la lentille s'exprime sous la forme suivante :

$$Q_{lentille\_out} = Q_{lentille\_in} - \frac{k}{f}, \quad (2-48)$$

avec  $k = 2\pi/\lambda$ . Les paramètres réels du faisceau que sont le waist et la distance de travail de la gradhyp sont calculés à partir des relations (2-32), (2-33) et (1-74), (1-75). La distance focale  $f$  est régie par le profil d'extrémité de la fibre qui peut être hyperbolique ou hémisphérique.

H. M. Persby [57] a montré que le profil hyperbolique est un profil idéal d'une lentille pour limiter au maximum les aberrations sphériques. Toutefois, cela ne signifie pas que tous les profils arbitraires hyperboliques peuvent avoir cette propriété. Les paramètres du profil qui permettent d'éliminer les aberrations sont liés à l'indice de réfraction  $n$ . La lentille est considérée sans aberration seulement si le chemin optique  $L$  est identique pour tout point du front d'onde. A partir des paramètres présentés sur la figure 2.10, le profil doit satisfaire les conditions suivantes :

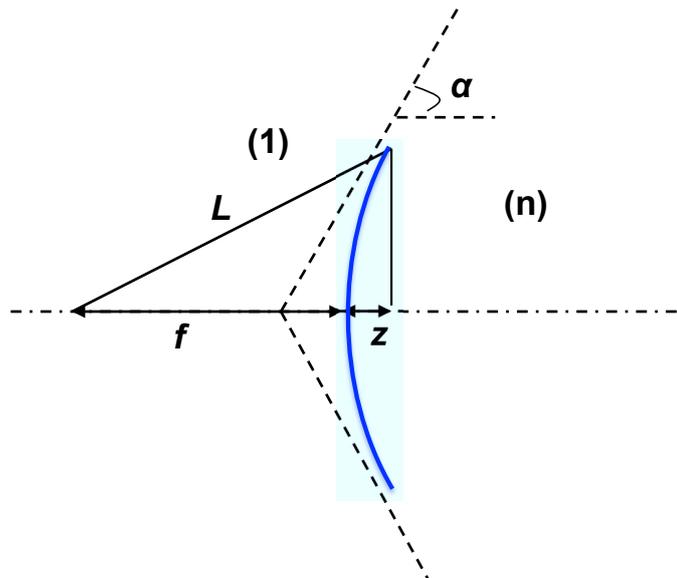


FIGURE 2.10 – Profil hyperbolique.  $n$  : indice de la lentille d'apport.

$$L = f + nz, \quad (2-49)$$

$$L = \sqrt{x^2 + (z + f)^2}, \quad (2-50)$$

ce qui peut s'exprimer en une équation hyperbolique :

$$\frac{(z + a)^2}{a^2} - \frac{x^2}{b^2} = 1, \quad (2-51)$$

avec la relation entre le demi-petit axe et le demi-grand axe :

$$\frac{b}{a} = \sqrt{n^2 - 1}. \quad (2-52)$$

Les caractéristiques d'une hyperbole dans le cas où l'indice de réfraction est  $n$  sont :

$$\alpha = \arctan \frac{b}{a} = \arctan \sqrt{n^2 - 1}, \quad (2-53)$$

$$R_{osc} = \frac{b^2}{a}. \quad (2-54)$$

En résumé, bien que le profil hyperbolique permette de limiter les aberrations sphériques, il exige des conditions critiques entre les paramètres du profil et l'indice de matériau comme l'illustrent les équations (2-53) et (2-54). Sa réalisation est donc limitée par la reproductibilité de profils équivalents. C'est pourquoi des profils hémisphériques plus facilement réalisables sont aussi utilisés. Dans les deux cas, la distance focale  $f$  est calculée en fonction du rayon de la sphère osculatrice  $R_{osc}$  par la formule :

$$f = \frac{R_{osc}}{n - 1}. \quad (2-55)$$

La distance de travail et le waist de la gradhyp sont alors fixés par ce rayon.

Le procédé de fabrication des fibres gradhyps est présenté dans l'annexe B.

## 2.3 Méthodes et bancs de caractérisation des micro-lentilles

Le matériel utilisé pour réaliser des micro-lentilles gradissimo et gradhyp est détaillé dans l'annexe A et l'annexe B. Nous allons présenter ici le principe des techniques et les bancs pour les caractériser.

### 2.3.1 Mesure du diamètre de mode

Les deux techniques suivantes permettent de mesurer le diamètre de mode d'un faisceau :

- la mesure en champ proche qui consiste à effectuer la mesure dans la zone de Rayleigh,
- la mesure en champ lointain qui effectue cette mesure très au-delà de cette zone.

La zone de Rayleigh est définie comme la zone aux extrémités de laquelle le rayon de mode du faisceau vaut  $\sqrt{2}w_0$  comme le montre la figure 2.11.

Elle est située de part et d'autre du waist et a une longueur de :

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2-56)$$

Très au-delà de cette position, le faisceau est considéré en champ lointain.

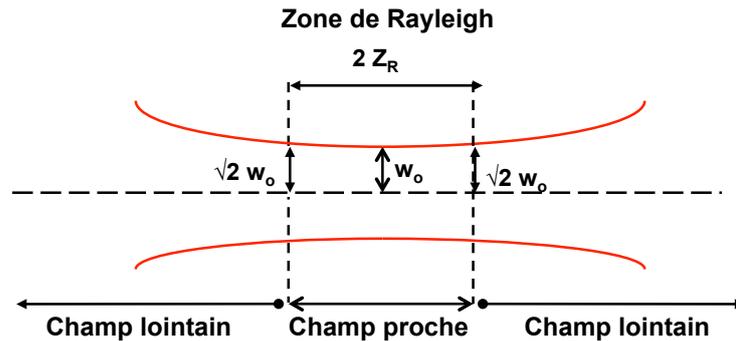


FIGURE 2.11 – Schéma de principe de la zone de Rayleigh.

#### Mesure en champ proche :

La mesure consiste à faire l'image du waist du faisceau à caractériser à l'aide d'un objectif et à mesurer le profil d'intensité dans le plan image ainsi obtenu. On déduit le diamètre de mode du faisceau de ce profil. Cette mesure nécessite un étalonnage préalable. Notons que dans la mesure où un objectif est utilisé celui-ci doit avoir une forte ouverture numérique de manière à ne pas tronquer le faisceau pour les petits diamètres de mode. Nous détaillons ci-dessous la composition du banc ainsi que le principe de la mesure. Notre banc dont une photographie est visible sur la figure 2.12 est constitué :

- d'un support de fibre réglable en  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ ,
- d'un objectif à grossissement donné que l'on peut inter-changer (X20, X40, X80 et X100) suivant les gammes de diamètres de mode attendues. Ces objectifs ont un traitement anti-refléchissant autour de la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ .
- et d'un détecteur dénommé Nanoscan qui est constitué d'une photodiode au germanium devant laquelle deux fentes perpendiculaires de  $1,8 \text{ nm}$  de largeur se déplacent en continu.

Le principe de la mesure est schématisé sur la figure 2.13. Le faisceau de la fibre à mesurer est aligné devant l'objectif et le détecteur à l'aide du support mécanique. Il est ensuite focalisé vers le détecteur par l'objectif. Son profil transverse d'intensité est enregistré en continu par le détecteur Nanoscan. Le logiciel Nanoscan est ensuite utilisé pour déduire de ce profil d'intensité le diamètre  $d_1$  des faisceaux mesuré à  $I_{max}/e^2$  de la gaussienne la plus proche du profil expérimental et ce selon deux axes perpendiculaires du détecteur. Pour retrouver le waist du faisceau, on procède en deux étapes :

- Un étalonnage du diamètre de faisceau  $d_{1-SMF}$  est d'abord effectué à l'aide d'un faisceau de diamètre de mode connu proche du diamètre de mode attendu. Par exemple une fibre monomode dont le diamètre de mode au waist est connu. Pour la SMF-28, il est de  $10,5 \pm 0,5 \mu\text{m}$ .
- Ensuite, le diamètre de faisceau  $d_{1-micro}$  de la micro-lentille est mesuré. La valeur réelle  $d_{0-micro}$  du diamètre de mode de la micro-lentille est alors retrouvée en utilisant la formule :

$$d_{0-micro} = 10,5 (d_{1-micro}/d_{1-SMF}) . \quad (2-57)$$

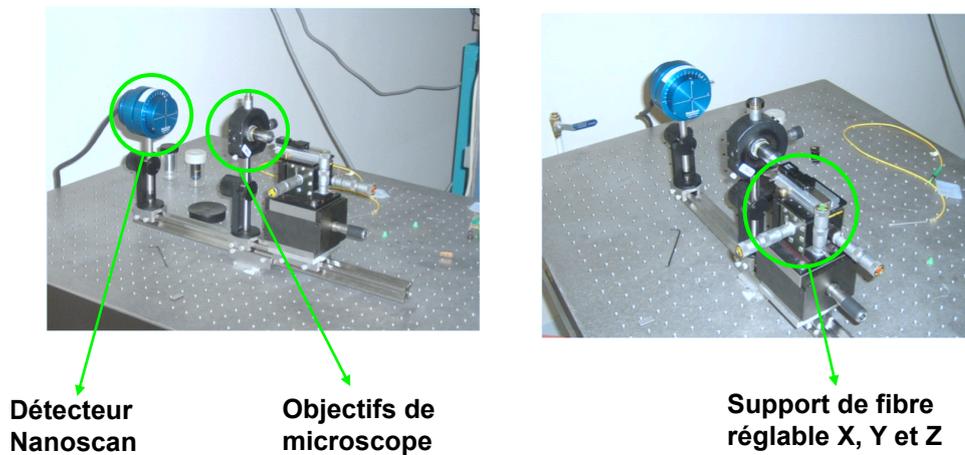


FIGURE 2.12 – Banc de mesure en champ proche.

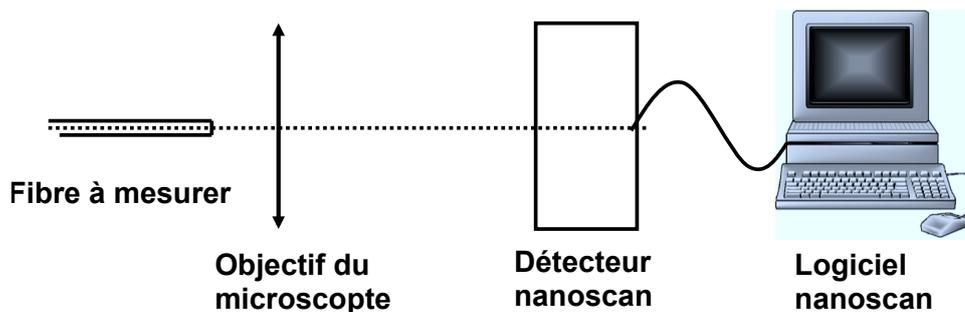


FIGURE 2.13 – Principe du banc de mesure en champ proche.

Le facteur limitant pour la technique de champ proche est l'effet de troncature du faisceau par l'objectif utilisé suivant son ouverture numérique. La technique de champ proche ou de champ lointain est choisie en fonction de la valeur estimée du diamètre de mode du faisceau à mesurer. Comme l'illustre la figure 2.14, plus le diamètre de mode est petit, plus la troncature est importante pour un objectif d'ouverture numérique donnée. Typiquement, on privilégie la technique du champ proche pour des modes supérieurs à  $3 \mu\text{m}$  et du champ lointain pour les autres.

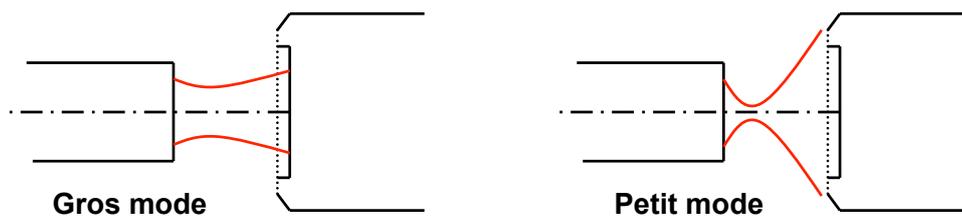


FIGURE 2.14 – Troncature du faisceau par l'objectif.

**Mesure en champ lointain :**

Le principe de la technique de mesure du diamètre de mode en champ lointain et son banc sont présentés respectivement sur la figure 2.15 et 2.16.

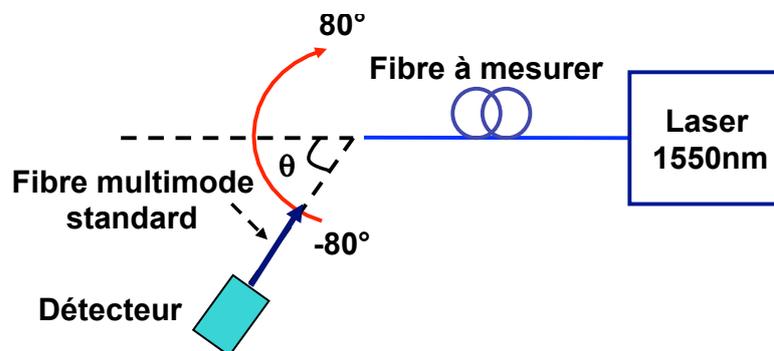


FIGURE 2.15 – Principe de mesure en champ lointain

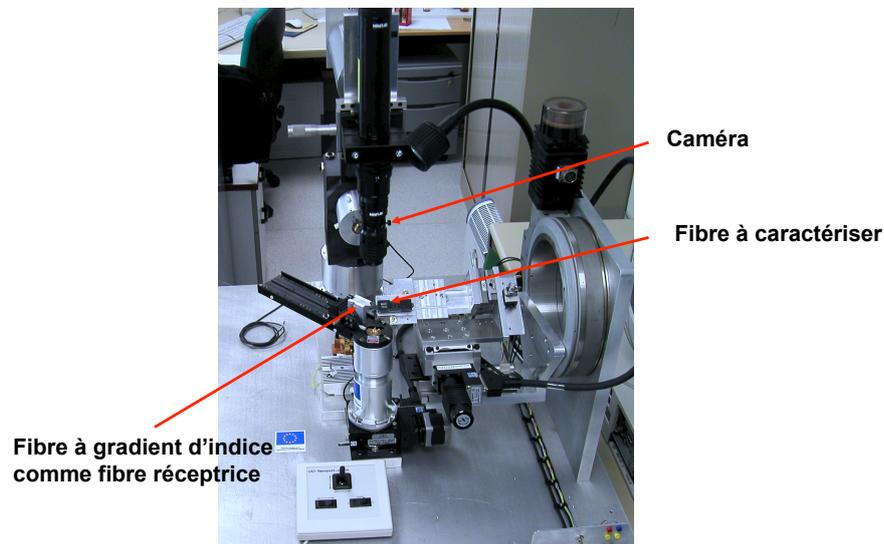


FIGURE 2.16 – Banc de mesure en champ lointain

Une fibre multimode standard (de type 62,5/125) reliée à un détecteur InGaAs est mise en rotation autour de la fibre à mesurer à une distance fixée de cette fibre. Les angles sont balayés de  $-80^\circ$  à  $80^\circ$  pour enregistrer la répartition de l'intensité lumineuse en fonction de

l'angle d'émission. La mesure en champ lointain de l'angle  $\theta$  pour laquelle l'intensité a chuté par rapport au maximum d'intensité  $I_{max}$  à une valeur de  $I_{max}/e^2$  permet de déterminer la valeur du "waist"  $w_0$  du champ proche par la relation suivante :

$$w_0 \approx \frac{\lambda}{\pi \tan \theta}. \quad (2-58)$$

Cette valeur est une approximation valable si la mesure est bien faite en champ lointain.

Par ailleurs cette méthode est rigoureuse lorsque le faisceau est parfaitement gaussien. Si ce n'est pas le cas on utilise la méthode inverse de Hankel qui consiste à transformer les données obtenues en champ lointain pour obtenir les données en champ proche 1-74. L'aire effective et le diamètre de mode de la micro-lentille peuvent ainsi être calculés.

Cette technique est d'autant plus précise que la divergence angulaire est grande pour un diamètre de détecteur donné, il s'agit d'une fibre multimode reliée à un détecteur InGaAs dans notre cas. La technique de mesure en champ lointain est utilisée pour mesurer le diamètre de mode lorsqu'il est très petit. En effet le rayon de mode du faisceau gaussien s'élargit d'autant plus rapidement sous l'effet de la diffraction, au cours de sa propagation en espace libre, que son waist est petit (voir l'équation (1-60)).

### 2.3.2 Mesure de la distance de travail et du taux de couplage

Le banc qui permet de mesurer la distance de travail et le taux de couplage est présenté sur la figure 2.17. Il est composé :

- de deux platines de positionnement, réglables sur 3 axes, dont une motorisée de résolution 50 nm
- de deux supports de fibres à placer sur les systèmes de positionnement
- d'un support de diodes laser qui permet la régulation en température avec les différentes amenées de courant. Ce système peut être mis à la place d'un support de fibre si on souhaite caractériser des diodes laser,
- d'une caméra optique dans le visible qui permet la visualisation des éléments couplés à travers un système optique de grossissement,
- d'un radiomètre relié à la sphère intégratrice et au PC de pilotage,
- d'un logiciel pour gérer les déplacements micrométriques par l'intermédiaire d'un PC,
- d'un PC de pilotage de ce banc.

Pour mesurer le rendement de couplage et les tolérances de positionnement d'une micro-lentille, on commence par aligner la micro-lentille en face d'une fibre monomode clivée. Le signal est envoyé à partir d'une source laser à travers la fibre monomode, couplé avec la micro-lentille et mesuré par le radiomètre avec la sphère intégratrice. Le support qui permet des déplacements micrométriques est contrôlé par le PC pour rechercher automatiquement la position en  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  pour laquelle la puissance couplée est maximale. La distance de travail est la distance entre les extrémités des deux fibres à la position optimisée. Le rendement de couplage est également calculé à cette position en comparant la puissance en

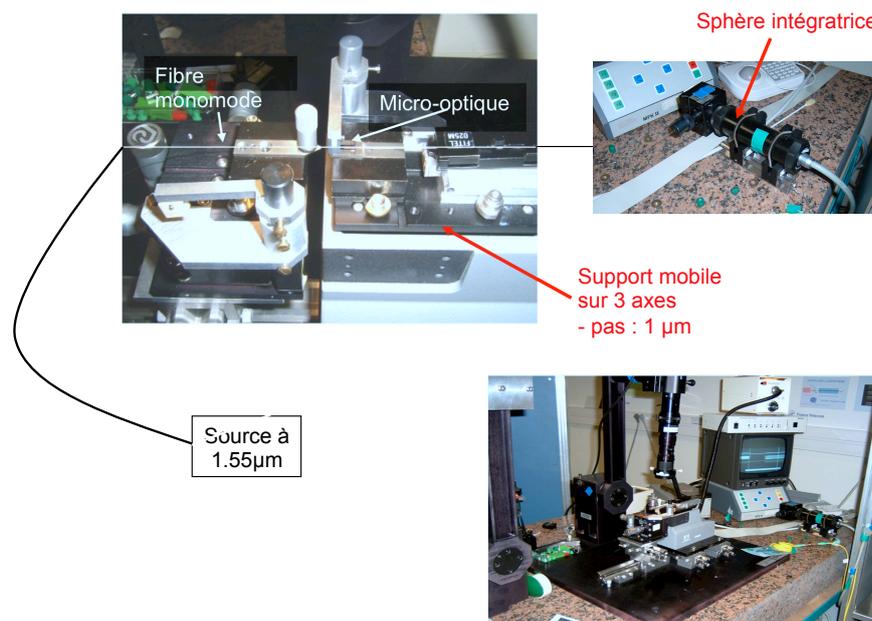


FIGURE 2.17 – Banc de couplage.

sortie de fibre micro-lentillée à la puissance injectée par la fibre monomode, c'est-à-dire la puissance mesurée en sortie de fibre monomode.

Ce banc de couplage permet aussi une mesure des tolérances de positionnements en déplaçant  $X$  ou  $Y$  à la position  $Z$  optimisée, ainsi qu'en déplaçant  $Z$  pour la position  $X$ ,  $Y$  optimisée. La précision de la mesure du rendement de couplage est liée au pas élémentaire du déplacement de  $0,1 \mu\text{m}$  et à l'incertitude de la mesure de puissance à la sphère intégratrice estimée à 5%.

## 2.4 Contributions à l'étude des fibres micro-lentillées pour améliorer l'efficacité de couplage

Dans cette partie, nous allons présenter nos contributions à l'étude des fibres micro-lentillées, en particulier des gradissimos et des gradhyps. Dans un premier temps nous étudierons l'effet de troncature et les limites de chaque type de micro-lentille. Ensuite, nous présenterons les résultats expérimentaux de caractérisations de microlentilles que nous avons réalisées afin de les comparer à nos valeurs théoriques. Enfin nous montrerons comment nous avons amélioré la modélisation des gradhyps et leur fabrication pour obtenir les paramètres désirés avec une plus grande précision.

### 2.4.1 Gradissimo

L'un des points forts des gradissimos est la possibilité d'obtenir une grande gamme de diamètres de mode et de distances de travail. Elles permettent en particulier d'obtenir

une distance de travail nulle pour pouvoir mettre en contact la micro-lentille et le guide à coupler. L'avantage est de ne pas avoir à ajuster la distance de travail puisque la fibre est mise en contact avec le guide et de plus la fibre peut être collée directement sur le guide. Le diamètre de mode dépend de la longueur et du type de section à gradient d'indice, ainsi que de la longueur de la section de silice. Comme nous l'avons indiqué plus haut dans notre laboratoire, nous pouvons réaliser trois types de gradissimo dans lesquelles le tronçon à gradient d'indice est une fibre multimode Alcatel 62,5/125, 85/125 ou 125/125. Les noms 62,5/125, 85/125 et 125/125 signifient que les diamètres du cœur sont de 62,5  $\mu\text{m}$ , 85  $\mu\text{m}$  et 125  $\mu\text{m}$  respectivement lorsque le diamètre de la gaine est de 125  $\mu\text{m}$ . Dans le cas où la longueur de la section de silice  $L_s$  est donnée, la longueur de la section à gradient d'indice  $L_{gi}$  et le diamètre de mode correspondant pour obtenir une distance de travail nulle peuvent être calculés à partir des équations (2-37) – (2-47). Néanmoins, l'adaptation entre la valeur théorique et la valeur réelle du diamètre de mode est limitée par l'effet de troncature du faisceau au cours de sa propagation dans la section à gradient d'indice. Revenons à la propagation d'un faisceau gaussien dans la section à gradient d'indice dans laquelle l'évolution du faisceau est périodique comme l'illustre la figure 2.18. L'effet de troncature est représenté par le paramètre qui est appelé rapport de troncature. Il est défini par le rapport entre le diamètre maximum  $d_{max}$  de l'évolution du faisceau dans le tronçon à gradient d'indice et le diamètre  $d_{coeur}$  de cœur de la fibre :

$$R_{troncature} = \frac{d_{max}}{d_{coeur}}. \quad (2-59)$$

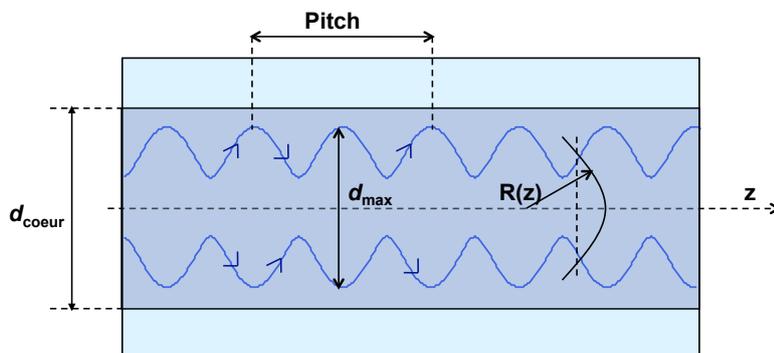


FIGURE 2.18 – Evolution du faisceau gaussien dans la section à gradient d'indice.

On considère que lorsque les paramètres des gradissimos sont tels que  $R_{troncature} \ll 1$ , l'effet de troncature peut être négligé. Les figures 2.19a, 2.19b et 2.19c représentent les valeurs théoriques du diamètre de mode et du rapport de troncature en fonction de la longueur du tronçon de silice pour trois types de gradissimos 62,5/125, 85/125 et 125/125 de distance de travail nulle. Nous pouvons voir sur cette figure que le gradient d'indice 125 conduit à des diamètres de modes plus grands que le gradient d'indice 85 et 62,5 pour des longueurs de silice supérieures à 200  $\mu\text{m}$  (par exemple, pour un tronçon de silice de 440  $\mu\text{m}$

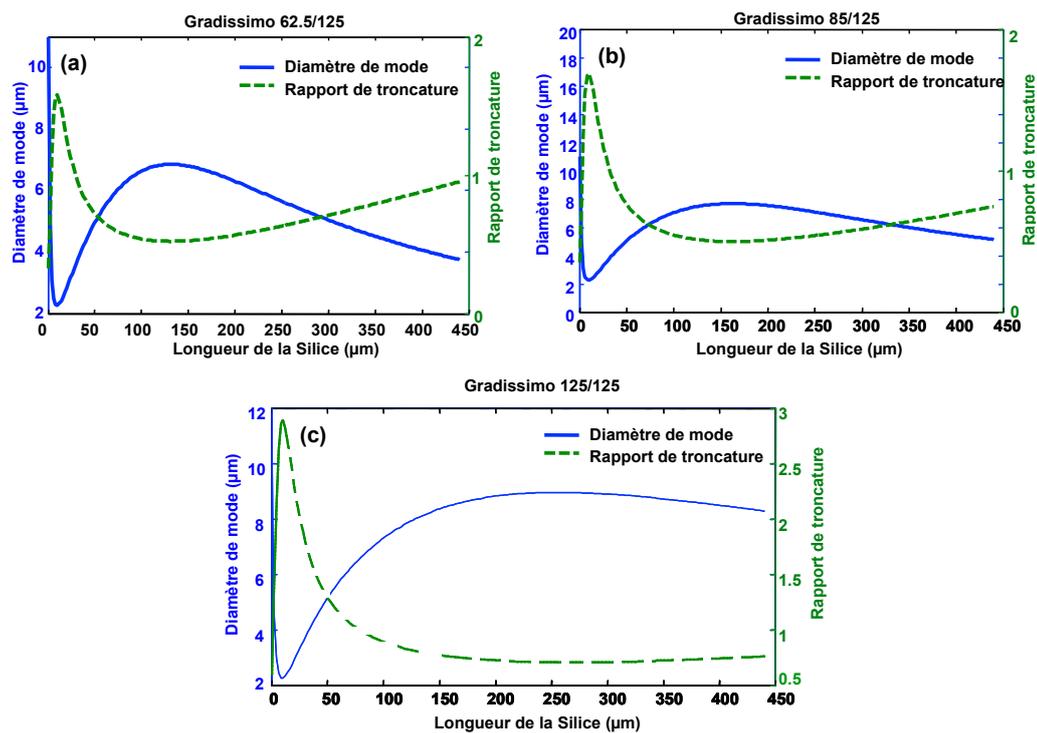


FIGURE 2.19 – Valeurs théoriques du diamètre de mode et du rapport de tronçature en fonction de la longueur de la silice pour trois types de gradissimos : 62,5/125, 85/125 et 125/125 de distance de travail nulle avec la longueur de gradient d'indice correspondante (voir le tableau 2.1).

de longueur, le diamètre de mode est de  $8,3 \mu\text{m}$  alors que pour le gradient d'indice 85 il est de  $5,1 \mu\text{m}$  et de  $3,7 \mu\text{m}$  pour le gradient d'indice 62,5). La longueur de silice dans cette figure est limitée à  $450 \mu\text{m}$  pour que le diamètre du faisceau ne soit pas supérieur au diamètre de la section de silice. Les longueurs de gradient d'indice sont ajustées dans chaque cas pour obtenir une distance de travail nulle (voir tableau 2.1). Dans le cas de la thèse, le rôle de la fibre micro-lentillée est d'améliorer le couplage avec des fibres ou des guides non-linéaires dont le diamètre de mode est très petit. Notre choix se fait donc entre le gradient d'indice 85 et 62,5. De plus, si on regarde le rapport de tronçature, on voit que, pour des longueurs de silice supérieures à  $100 \mu\text{m}$ , celui-ci est plus élevé pour le gradient d'indice 62,5 que pour le gradient d'indice 85. Par exemple, le rapport de tronçature de la gradissimo 62,5/125 est de 0,95 pour obtenir un diamètre de mode de  $4 \mu\text{m}$  lorsque celui de la gradissimo 85/125 est plus faible puisqu'il a pour valeur 0,74. C'est la raison pour laquelle nous choisissons le gradient d'indice 85/125.

Le Gradient d'indice 85 étant le meilleur compromis, nous avons donc réalisé un certain nombre de gradissimo85 afin de confronter la courbe théorique aux points expérimentaux. Nous avons calculé pour chaque longueur de silice la longueur de gradient d'indice qui donne une distance de travail nulle. Les longueurs de tronçons de silice et de gradient d'indice mesurées, en utilisant un microscope, pour chaque micro-lentille sont présentées dans le

tableau 2.1.

Les diamètres de modes mesurés par la technique du champ proche pour ces microlentilles sont donnés dans le tableau 2.2 et comparés avec la courbe théorique sur la figure 2.20.

TABLE 2.1 – Longueurs des tronçons de fibres obtenues avec une précision de  $0,01 \mu\text{m}$ .

Nom de la microlentille	Longueurs pratiques	
	Ls ( $\mu\text{m}$ )	Lgi ( $\mu\text{m}$ )
Gradissimo1	401,64	520
Gradissimo2	406,56	516,39
Gradissimo3	303,28	547,54
Gradissimo4	203,28	603,28
Gradissimo5	200,00	603,28
Gradissimo6	18,03	749,18
Gradissimo7	5,34	737,7
Gradissimo8	450,82	498,36
Gradissimo9	447,54	503,28
Gradissimo10	404,92	513,11
Gradissimo11	398,36	518,03
Gradissimo12	403,28	513,11
Gradissimo13	154,1	645,9
Gradissimo14	498,36	488,52

TABLE 2.2 – Diamètres de modes théoriques et expérimentaux pour les différentes gradissimo85, les longueurs de silice et de gradient d'indice associées sont données dans le tableau 2.1.

Nom de la microlentille	Diamètre de mode théorique ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre de mode mesuré ( $\mu\text{m}$ )	Ecart entre pratique et théorie ( $\mu\text{m}$ )
Gradissimo1	5,3	5,2	0,1
Gradissimo2	5,2	5	0,2
Gradissimo3	6,2	6,4	0,2
Gradissimo4	7,29	7,57	0,28
Gradissimo5	7,3	7,7	0,4
Gradissimo6	2,7	8	5,3
Gradissimo7	2,57	7,9	5,33
Gradissimo8	4,83	4,5	0,33
Gradissimo9	4,9	4,9	0
Gradissimo10	5,2	5,2	0
Gradissimo11	5,3	5,2	0,1
Gradissimo12	5,3	5,2	0,1
Gradissimo13	7,5	7,7	0,2
Gradissimo14	4,5	4,8	0,3

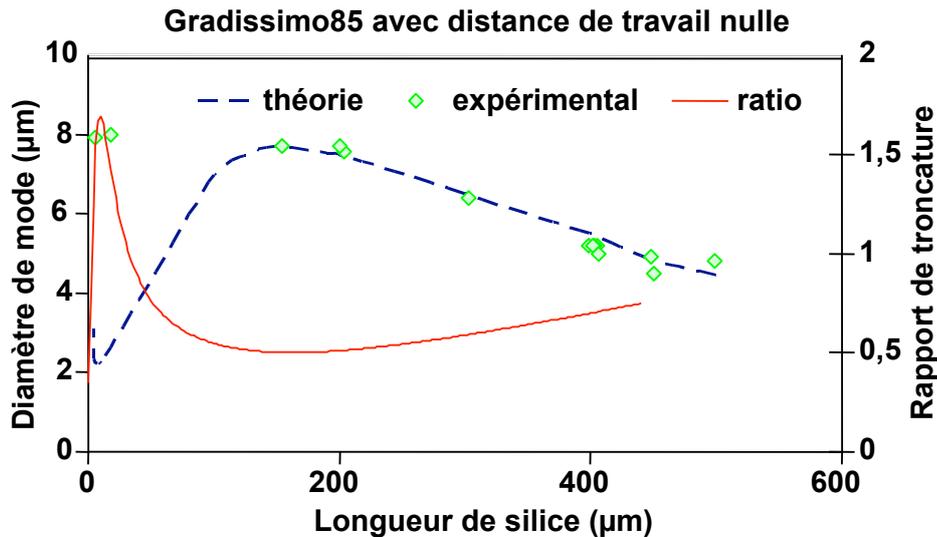


FIGURE 2.20 – Diamètre de mode expérimental et théorique en fonction de la longueur de silice, et rapport de troncature (ratio) associé à chaque cas.

L'expérience est bien en accord avec la théorie lorsque la longueur de la section de silice est plus grande que  $150 \mu\text{m}$  pour lesquelles la troncature est faible. Le diamètre de mode le plus petit possible est de l'ordre de  $4,5 \mu\text{m}$  au lieu de  $2,5 \mu\text{m}$  en théorie, tandis que le plus grand est d'environ  $7,3 \mu\text{m}$  au lieu de  $7,9 \mu\text{m}$  en théorie. Cet écart entre les diamètres de modes théoriques et expérimentaux (par exemple, pour les gadissimo6 et gradissimo7) peut être expliqué par la troncature du faisceau gaussien pour des très courtes longueurs de tronçon de silice entre  $5$  et  $40 \mu\text{m}$ . Des points supplémentaires dans la zone de  $100 \mu\text{m}$  de silice permettraient de le confirmer mais il semble d'après ces résultats que l'effet de troncature soit pénalisant pour obtenir le diamètre de mode théorique.

### 2.4.2 Gradhyp

Nous avons vu précédemment que la microlentille gradissimo avait l'avantage de permettre d'obtenir une distance de travail nulle pour mettre les éléments en contact mais elle ne permet pas d'obtenir des diamètres de mode plus petits que typiquement  $4,5 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ . Pour certaines applications de très petits diamètres de modes sont recherchés et une grande distance de travail est nécessaire lorsque le contact entre la fibre et le composant peut détériorer celui-ci. La micro-lentille gradhyp a été développée pour répondre à ces deux contraintes puisqu'elle permet d'obtenir un diamètre de mode très faible et une grande distance de travail comme nous le verrons plus loin.

Nous avons déjà évoqué le principe général de la gradhyp dans le paragraphe 2.2.2, nous allons le reprendre ici plus en détail afin d'expliquer notre contribution à cette microlentille dans le cadre de la thèse. Nous rappelons ici que la microlentille Gradhyp est constituée d'une lentille de profil hyperbolique déposée en bout d'un tronçon à gradient d'indice lui-même soudé à une fibre monomode. Son schéma de principe est détaillé sur la figure 2.21.

L'indice de réfraction  $n_3$  de la lentille déposée dépend de cette procédure d'apport de matière dans la soudeuse ainsi que des indices des fibres à gradient d'indice et monomode mis en contact. Cette valeur est proche de celle de la silice. La propagation du faisceau dans cette lentille rapportée en bout de fibre se fait en deux phases. Le faisceau se propage d'abord dans le milieu de longueur  $L_3$  et d'indice  $n_3$ . Ensuite, il est focalisé par une lentille d'épaisseur optique  $ne$ . Le profil de la lentille régit la distance focale  $f$  qui est un paramètre important pour contrôler les valeurs finales de diamètre de mode et de distance de travail des gradhyps. Cependant, il est difficile de calculer et de vérifier le profil uniquement à l'aide d'un microscope optique pour déterminer le rayon de sphère osculatrice de l'hyperbole lors de l'étape de la fabrication (voir les annexes A et B).

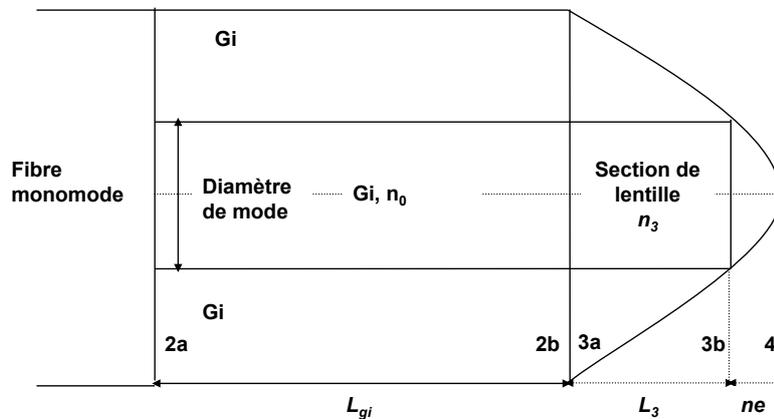


FIGURE 2.21 – Schéma de la gradhyp.

De plus, dans la modélisation présentée dans le paragraphe 2.2.2, la lentille d'apport est considérée comme une lentille mince. Cela signifie que la longueur  $L_3$  est considérée comme nulle et l'épaisseur de lentille peut être négligée. Cette approximation peut conduire à des erreurs entre la théorie et l'expérimentation.

Dans cette partie, nous allons proposer et mettre en oeuvre une technique permettant de déterminer plus exactement le profil de la lentille en bout de fibre lors de sa fabrication, ainsi qu'une amélioration de la simulation.

#### 2.4.2.1 Détermination du profil de la lentille lors de sa fabrication

La technique de détermination du profil de la lentille est basée sur un microscope optique et des programmes de calcul en Matlab. L'image d'une fibre gradhyp est d'abord regardée au microscope et enregistrée comme l'illustre la figure 2.22. Nous utilisons ensuite un programme rédigé en Matlab que nous avons mis au point pour associer l'image à un profil d'intensité comme le montre la figure 2.23a. La courbe de profil géométrique d'extrémité de la lentille (voir la figure 2.23b) est ensuite retracée grâce à la propriété de contraste du profil d'intensité.

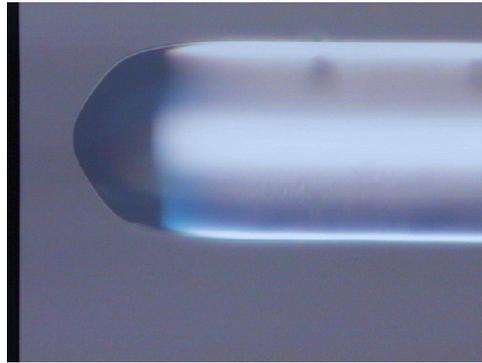
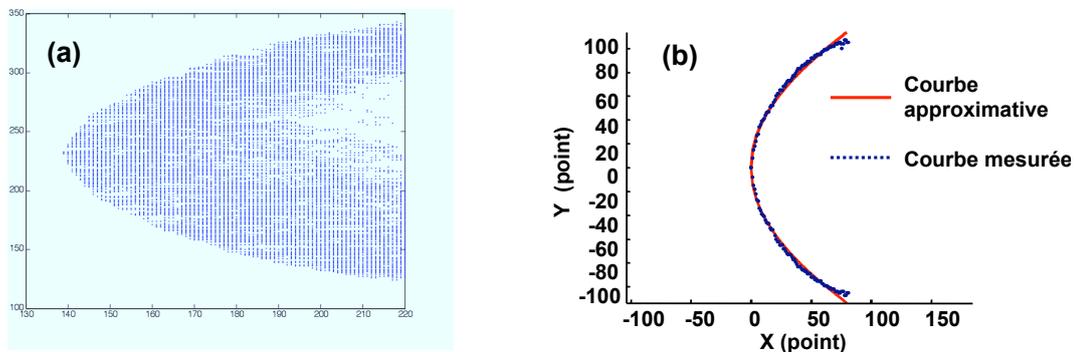


FIGURE 2.22 – Photographie d'une gradhyp au microscope.

FIGURE 2.23 – (a) Données de l'image converties par Matlab. (b) Profil de la section de lentille calculé à partir de l'image (a). La distance entre deux points correspond à  $0,52 \mu\text{m}$ .

La figure 2.23b est un exemple d'une courbe calculée dans le système de coordonnées  $(x, y)$  à partir du profil d'intensité de la figure 2.23a. L'unité dans ce système de coordonnées correspond à  $0,52 \mu\text{m}$ . Le profil de la lentille d'apport est alors déterminé en approximant cette courbe avec une courbe hyperbolique ou une courbe circulaire. La longueur  $L_3$  et l'épaisseur optique "ne" peuvent également être calculées à partir de ce programme.

En utilisant cette technique d'analyse du profil des gradhyps 85 et 125 fabriquées au laboratoire, nous pouvons conclure que le profil des gradhyps 85 est plus proche d'un profil hyperbolique que d'un profil sphérique tandis que celui des gradhyps 125 est plus proche d'un profil sphérique.

#### 2.4.2.2 Etude du rôle de $L_3$ et de l'épaisseur $ne$ dans la modélisation

Nous allons modéliser la propagation du faisceau dans la section de lentille des gradhyps dans le cas où la longueur  $L_3$  et l'épaisseur de la lentille sont prises en compte. Le rayon du mode  $w_{2b}$  et le rayon de courbure du front de phase  $R_{2b}$  à la sortie du tronçon à gradient d'indice (position  $2b$  au niveau du dioptré gradient d'indice/lentille dans la figure 2.21) peuvent être calculés à partir des équations (2-37)-(2-43). Ces paramètres du faisceau à la position

3a (figure 2.21) qui correspond au début de la section de lentille ont pour expressions :

$$R_{3a} = n_3 R_{2b} / n_0, \quad (2-60)$$

$$w_{3a} = w_{2b}. \quad (2-61)$$

Le faisceau se propage ensuite dans la section de longueur  $L_3$  d'indice  $n_3$ . La loi de propagation dans cette section est la même que celle dans la section de silice. Nous obtenons alors à la position 3b (figure 2.21) les expressions suivantes :

$$R_{3b} = (z_{3a} + L_3) \left( 1 + \left( \frac{k_3 w_{3a0}^2}{2(z_{3a} + L_3)} \right)^2 \right), \quad (2-62)$$

$$w_{3b} = w_{3a0} \left( 1 + \left( \frac{2(z_{3a} + L_3)}{k_3 w_{3a0}^2} \right)^2 \right)^{0.5}, \quad (2-63)$$

avec  $w_{3a0}$ ,  $z_{3a}$  respectivement le waist et la distance de travail du faisceau à la position 3a calculés à partir de  $w_{3a}$  et  $R_{3a}$  en utilisant les équations (1-74) et (1-75). Le paramètre complexe  $Q_{3b}$  correspondant vaut :

$$Q_{3b} = \frac{k_3}{R_{3b}} - \frac{2i}{w_{3b}}. \quad (2-64)$$

Le nouveau paramètre complexe à la position 4, juste à la sortie de la lentille d'épaisseur  $ne$ , est calculé par la loi  $ABCD$  :

$$Q_4 = k \frac{1 - k/(Q_3 f)}{((1 - ne/f) k/Q_3 + ne)}. \quad (2-65)$$

avec  $k = 2\pi/\lambda$ . Le rayon de mode et la distance de travail de la fibre gradhyp sont alors calculés facilement en utilisant les équations (1-74), (1-75).

En utilisant ces équations, le rôle de la longueur  $L_3$  et l'épaisseur de la lentille sont étudiés pour des gradhyps 85 et gradhyps 125.

### Gradhyp 85

Plusieurs fibres gradhyps 85 ont été réalisées. L'épaisseur  $ne$  calculée à partir des images des fibres est petite, environ  $2 \mu\text{m}$ , par rapport à la longueur totale de lentille. On peut donc négliger ce paramètre dans le calcul. Pour le rôle du tronçon  $L_3$ , une comparaison entre la théorie et l'expérimentation est montrée dans le tableau 2.3 dans lequel les calculs théoriques avec et sans  $L_3$  sont donnés. Nous pouvons voir clairement que la contribution de la longueur  $L_3$  pour des gradhyp 85 est faible. L'écart entre les calculs théoriques avec et sans  $L_3$  est de moins d' $1 \mu\text{m}$  pour la distance de travail et est de zéro pour le diamètre de mode. Par conséquent, la longueur  $L_3$  et l'épaisseur  $ne$  peuvent être négligées dans la modélisation des gradhyps 85.

Pour connaître les valeurs des paramètres théoriques à prendre en compte lors de la fabrication des microlentilles, les courbes de diamètre de mode et de distance de travail en

fonction du rayon de sphère osculatrice pour les gradhyps 85 sont tracées sur les figures 2.24 et 2.25 pour différentes longueurs de tronçon de gradient d'indice  $L_{gi}$ .

TABLE 2.3 – Diamètres de modes  $2w$  mesurés en champ proche et distance de travail  $z$  théoriques et expérimentaux pour des gradhyps 85 avec des rayons de sphères osculatrices  $R$  donnés.

	$R$ ( $\mu\text{m}$ )	$z_{\text{mesuré}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$2w_{\text{mesuré}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$z_{\text{théorie}}$ (sans $L_3$ ) ( $\mu\text{m}$ )	$2w_{\text{théorie}}$ (sans $L_3$ ) ( $\mu\text{m}$ )	$z_{\text{théorie}}$ ( $L_3 =$ $16 \mu\text{m}$ ) ( $\mu\text{m}$ )	$2w_{\text{théorie}}$ ( $L_3 =$ $16 \mu\text{m}$ ) ( $\mu\text{m}$ )
Gradhyp85n1	54	100,3	7,3	114	8,0	115	8,0
Gradhyp85n2	47	82,2	6,4	100	7,0	101	7,0
Gradhyp85n3	51	88,4	7,1	108	7,6	109	7,6
Gradhyp85n4	48	91,6	6,8	103	7,0	104	7,0
Gradhyp85n5	53	101,1	7,2	112	7,8	113	7,8
Gradhyp85n6	46	95,5	7,0	99	6,8	100	6,8
Gradhyp85n7	44	96,1	7,2	95	6,6	96	6,6

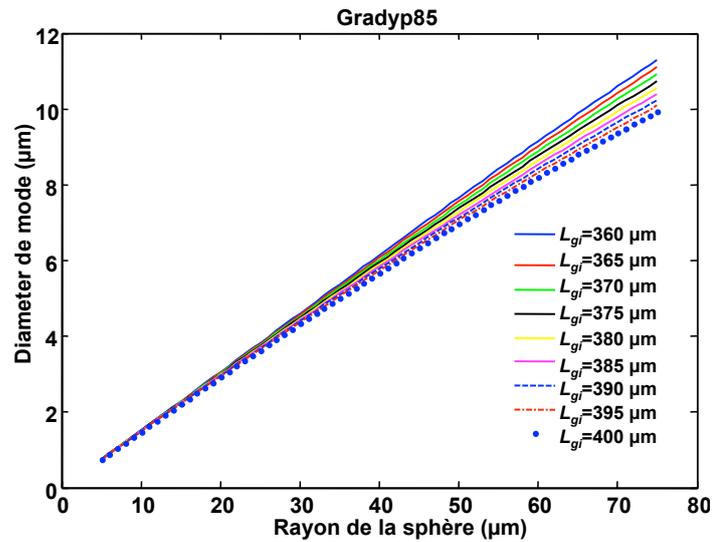


FIGURE 2.24 – Rayon de mode en fonction du rayon de la sphère osculatrice pour différentes longueurs du tronçon à gradient d'indice  $L_{gi}$  pour les gradhyps 85.

La figure 2.26 représente la comparaison entre la théorie et l'expérimentation pour le diamètre de mode (figure 2.26a) et la distance de travail (figure 2.26b). On peut voir que les valeurs expérimentales de diamètre de mode sont bien en accord avec les valeurs théoriques, tandis que l'écart pour la distance de travail peut atteindre  $10 \mu\text{m}$ . On peut l'expliquer par des phénomènes d'aberrations. Dans le paragraphe 2.2.2, nous avons dit que l'indice de réfraction  $n_3$  de la lentille d'apport doit satisfaire la relation (2-52) entre le demi-petit

axe et le demi-grand axe du profil hyperbolique pour éliminer les aberrations. Toutefois, il est difficile de contrôler l'indice  $n_3$  lors de l'étape d'apport de matière à partir de fibres monomodes sur le tronçon à gradient d'indice. De plus, le profil réel n'est pas parfaitement hyperbolique mais il s'agit seulement d'une approximation. La condition théorique n'est donc pas complètement satisfaite. Les aberrations sphériques conduisent alors à un défaut de focalisation qui se fait non pas en un point, mais sur un segment de droite. Cela peut se traduire par des écarts entre théorie et mesures pour la distance de travail.

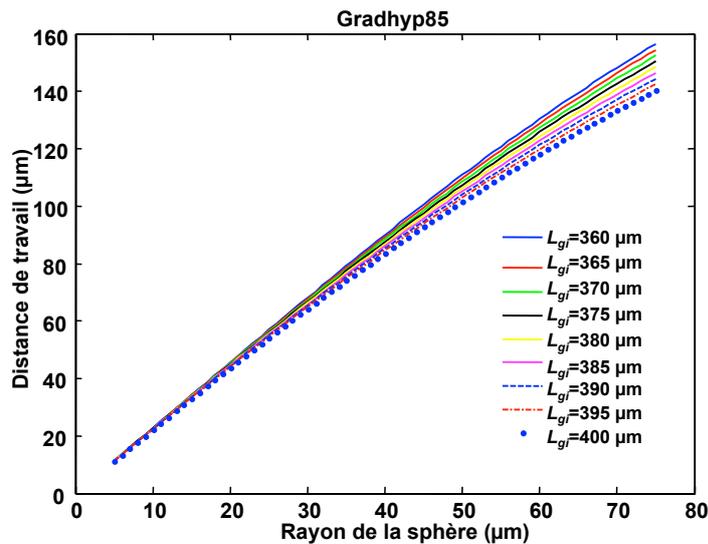


FIGURE 2.25 – Distance de travail en fonction du rayon de la sphère osculatrice pour différentes longueurs du tronçon à gradient d'indice  $L_{gi}$  pour les gradhyps 85.

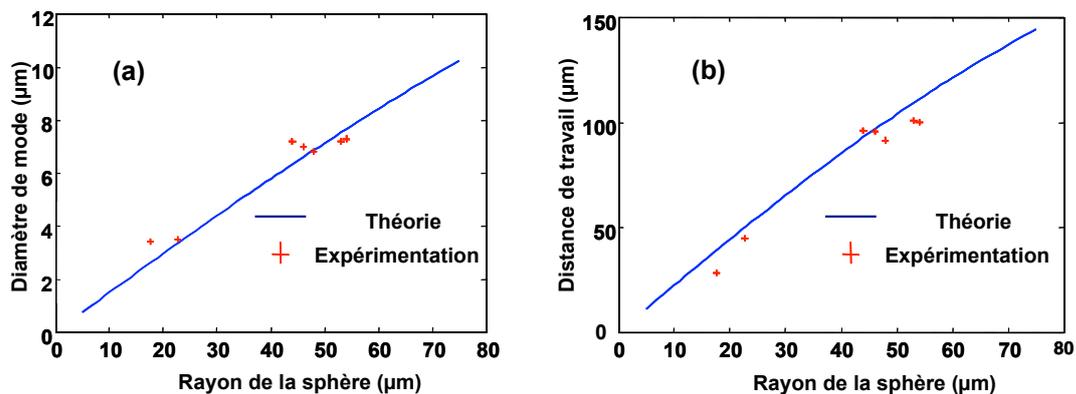


FIGURE 2.26 – Comparaison entre théorie et mesure du diamètre de mode (a) et de la distance de travail (b) pour des gradhyps 85 pour lesquelles  $L_{gi} = 390 \mu\text{m}$ .

### Gradhyp 125

Pour ce type de micro-lentille, la longueur  $L_3$  (voir la figure 2.21) est faible et peut être négligée, mais l'épaisseur  $e$  est généralement plus grande que  $20 \mu\text{m}$ . Le diamètre de mode et la distance de travail en fonction du rayon de la sphère osculatrice pour différentes épaisseurs de lentille  $ne$  sont calculées théoriquement comme l'illustre la figure 2.27a et la figure 2.27b. La distance de travail dépend de l'épaisseur optique de la lentille hyperbolique comme le montre la figure 2.27b contrairement au diamètre de mode qui n'en dépend pas (voir la figure 2.27a).

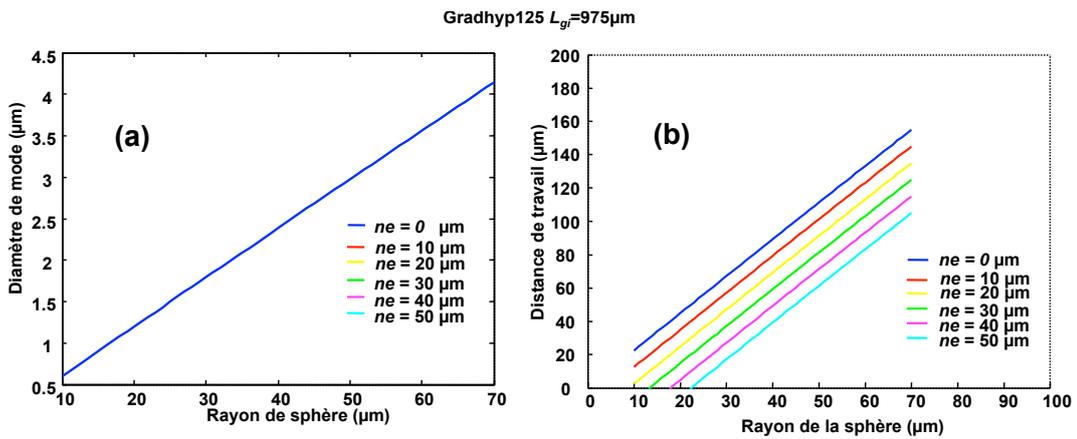


FIGURE 2.27 – (a) Diamètre de mode et (b) distance de travail en fonction du rayon de la sphère  $R$  calculé théoriquement pour différentes valeurs de  $ne$  pour des gradhyp 125 dont la longueur de gradient d'indice est de  $977 \mu\text{m}$ .

Plusieurs fibres gradhyps 125 ont été réalisées pour étudier la contribution de l'épaisseur de la lentille à la distance de travail et vérifier la nouvelle modélisation. Les résultats de la distance de travail sont donnés et comparés aux valeurs théoriques sur le tableau 2.4. On peut voir clairement que les valeurs expérimentales sont bien en accord avec les valeurs théoriques lorsque l'épaisseur  $ne$  est prise en compte. Le rôle de  $ne$  et la validation de la nouvelle modélisation sont alors confirmés.

TABLE 2.4 – Distance de travail  $z$  mesurée et théorique des gradhyps 125 dont la longueur section à gradient d'indice est de  $977 \mu\text{m}$  pour différents rayons de sphère osculatrice  $R$  et pour différentes épaisseurs optiques de lentille  $ne$ .

	$R$ ( $\mu\text{m}$ )	$z_{\text{mesurée}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$ne$ ( $\mu\text{m}$ )	$z_{\text{théorique}}$ ( $\mu\text{m}$ )			
				$ne = 0$	$ne = 20$	$ne = 30$	$ne = 40$
M125n1	50	89	32	106	90	86	73
M125n2	49	88	31	104	90	85	72
M125n3	44	57	21	94	78	70	58

### 2.4.3 Mesure du taux de couplage

Les pertes de couplage entre des gradissimos (gradissimo 1 à 14 dont les caractéristiques ont été données dans le tableau 2.1) d'une part et des gradhyps 125 (dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.5) d'autre part mesurées devant une fibre monomode sont reportées dans le tableau 2.6 et la figure 2.28. Notons que ces mesures ont été effectuées avec la contribution de Christelle Guesnon dans le cadre de son stage de validation de DUT Mesures Physiques. Comme le montre le tableau 2.6 et la figure 2.28 les pertes entre micro-lentille et fibre monomode correspondent aux valeurs attendues. On observe un écart entre théorie et expérience compris entre 0 et 0,91 dB pour les gradissimo85 (les pertes de Fresnel étant incluses dans les valeurs données en théorie) et une valeur moyenne de 0,35 dB. Certains écarts sont supérieurs à 1 dB pour les gradhyps125 devant une monomode avec une valeur moyenne de 1,06 dB. Cet écart peut être expliqué par l'effet d'aberration.

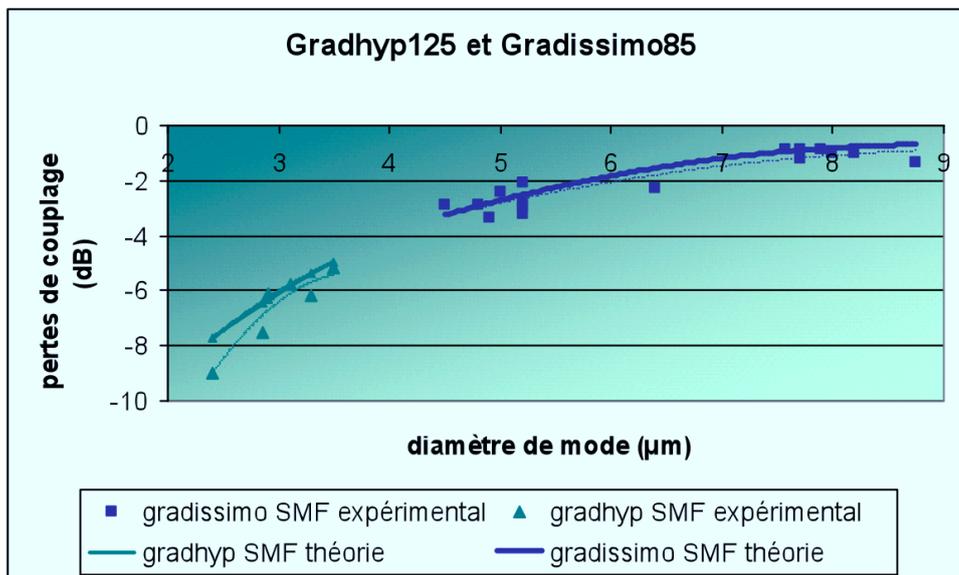


FIGURE 2.28 – Gradhyp125 et Gradissimo85 : pertes de couplage devant une fibre monomode en fonction du diamètre de mode de la micro-lentille.

TABLE 2.5 – Caractéristiques des fibres gradhyps125 réalisées.

Nom de la microlentille	Théorique $R$ ( $\mu\text{m}$ )	Expérimental $R$ ( $\mu\text{m}$ )	Théorique $2w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	Expérimental $2w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_{total}$ ( $\mu\text{m}$ )
Gradhyp125n1	50	53	3,1	2,9	984
Gradhyp125n2	50	44	2,7	2,85	981
Gradhyp125n3	50	37	2,25	2,4	973
Gradhyp125n4	50	55,2	3,3	3,13	956
Gradhyp125n5	50	56,3	3,35	3,5	973,2
Gradhyp125n6	50	49,7	2,95	3,3	985,4

TABLE 2.6 – Distances de travail  $z$  et pertes de couplage  $P_c$  des micro-lentilles devant une fibre monomode.

Nom de la microlentille	Théorique $z$ ( $\mu\text{m}$ )	Expérimental $z$ ( $\mu\text{m}$ )	Théorique $P_c$ (dB)	Expérimental $P_c$ (dB)	Ecart entre $P_c$ théorique et expérimental (dB)
Gradissimo1	0	4,6	2,34	2,82	0,48
Gradissimo2	0	2,6	2,55	2,41	0,15
Gradissimo3	0	0,5	1,38	2,26	0,88
Gradissimo4	0	1,6	0,81	0,86	0,05
Gradissimo5	0	1,2	0,77	1,20	0,43
Gradissimo6	0	4	0,67	0,67	0,00
Gradissimo7	0	3	0,70	0,70	0,00
Gradissimo8	0	1,4	3,16	2,86	0,30
Gradissimo9	0	1,5	2,67	3,37	0,71
Gradissimo10	0	2	2,34	3,25	0,91
Gradissimo11	0	2	2,34	3,25	0,91
Gradissimo12	0	1,7	2,34	2,92	0,58
Gradissimo13	0	1,8	0,77	1,20	0,43
Gradissimo14	0	1,9	0,62	0,88	0,26
Gradissimo15	0	4,5	2,78	2,89	0,11
Gradhyp125n1	105	83	5,79	6,1	0,31
Gradhyp125n2	85	74	5,92	7,5	1,58
Gradhyp125n3	75	62	7,24	9	1,76
Gradhyp125n4	110	106	5,23	5,8	0,57
Gradhyp125n5	115	98,8	4,44	5,2	0,76
Gradhyp125n6	100	95	4,85	6,2	1,35

#### 2.4.4 Amélioration des pertes de couplage de la gradhyp par rapport aux autres fibres

Pour comparer la qualité des fibres gradhyps et leur efficacité de couplage optique, nous avons fait des mesures comparatives de rendement de couplage entre une source laser connectisée et une fibre en verre de chalcogénure dont le diamètre de mode est environ  $2 \mu\text{m}$  par l'intermédiaire d'une fibre monomode équipée d'une micro-lentille. Le couplage avec la fibre chalcogénure est réalisé de manière comparative avec une fibre gradhyp 125, une fibre HNA (high numerical aperture), une fibre microlentillée commercialisée par OZ et une fibre monomode standard SMF. Le diamètre de mode de ces fibres est respectivement  $2,4 \mu\text{m}$ ,  $3 \mu\text{m}$ ,  $2 \mu\text{m}$  et  $10,5 \mu\text{m}$ . Les résultats des pertes de couplage sont reportés sur le tableau 2.7. Deux effets majeurs contribuent à ces pertes de couplage :

- Les pertes liées à la non-adaptation des modes entre les deux fibres.
- Les pertes par réflexion de Fresnel qui sont environ 1,9 dB entre le verre AsSe dont

l'indice de réfraction est environ 2,81 et l'air.

Comme le montre le tableau 2.7, nous pouvons voir clairement que la fibre gradhyp permet d'obtenir le meilleur rendement de couplage optique. En particulier, une amélioration de 1,1 dB est obtenue par rapport la fibre OZ, bien que le diamètre de mode de la fibre OZ ( $2 \mu\text{m}$ ) soit plus proche du diamètre de mode de la fibre AsSe que celui de la fibre gradhyp. Il reste à comprendre pourquoi on obtient ce résultat. De plus, la distance de travail de la fibre gradhyp ( $75 \mu\text{m}$ ) est beaucoup plus grande que celle des autres fibres ( $0 \mu\text{m}$  pour la SMF et HNA, et  $10 \mu\text{m}$  pour la fibre OZ). Pour cette application la microlentille peut être mise en contact avec la fibre en verre de chalcogénure mais cette grande distance de travail est un avantage lorsque le contact risque de détériorer le composant tel qu'un laser à semi-conducteur ou des guides à cristaux photoniques [58].

TABLE 2.7 – Pertes de couplage des différentes fibres avec la fibre AsSe

Micro-lentilles	Pertes de couplage (dB)	Distance de travail ( $\mu\text{m}$ )
Gradhyp125 ( $2,4 \mu\text{m}$ )	3,7	75
Fibre HNA ( $3 \mu\text{m}$ )	6,2	0
Fibre OZ ( $2,0 \mu\text{m}$ )	4,8	10
SMF ( $10,5 \mu\text{m}$ )	9	0

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des techniques de modélisation et de fabrication des fibres micro-lentillées pour obtenir les valeurs souhaitées de diamètre de mode et de distance de travail. aussi sur les gradissimo. Nous avons montré que la troncature du faisceau lors de sa propagation dans la microlentille ne permettait pas d'obtenir des diamètres de mode aussi petits qu'attendus avec les Gradissimo. Le diamètre de mode le plus petit que l'on peut obtenir est environ  $2 \mu\text{m}$  avec la fibre gradhyp 125 et la distance de travail peut être ajustée de  $0 \mu\text{m}$  à des centaines  $\mu\text{m}$ . Pour le rendement de couplage optique avec une fibre de cœur très petit, nous avons montré que la fibre gradhyp est la meilleure solution parmi celles que nous avons testées pour améliorer le taux de couplage. Les gradissimos et les gradhyps sont utilisées dans le cadre de ma thèse pour optimiser le rendement de couplage dans des fibres en verres de chalcogénures pour l'étude d'applications non-linéaires qui seront détaillées dans les chapitres suivants.

## Chapitre 3

# Analyse Modale de Fibres ou Guides Non-linéaires

### 3.1 Introduction

Les fibres optiques sont reconnues depuis de nombreuses années dans le domaine des télécommunications pour la propagation des signaux optiques. A très haut débit ( $> 10$  GHz), et sur de longues distances ( $> 1$  km), ces fibres doivent être monomodes car la présence de modes d'ordre supérieurs dégrade fortement la transmission des signaux en raison des différences de vitesse de groupe des différents modes. Cependant, depuis quelques années, on assiste à un regain d'intérêt pour les fibres faiblement multimodes dans le domaine des télécommunications afin d'exploiter le multiplexage modal qui permettrait d'augmenter le débit de transmission par fibre [59, 60, 61]. Par ailleurs, pour certaines applications particulières (la régénération, la conversion de longueur d'onde, le démultiplexage temporel) des fibres non-linéaires peuvent être utilisées. Ces fibres spéciales, dans leur étape de mise au point, peuvent présenter un caractère faiblement multimode non souhaité.

D'autre part, des fibres multimodes sont utilisées dans d'autres domaines que celui des télécommunications optiques. Dans le domaine des lasers à fibre de forte puissance par exemple, des fibres à large mode sont utilisées pour réduire des effets non-linéaires grâce à leur grande aire effective. Or ces fibres sont le plus souvent multimodes ce qui dégrade la qualité spatiale du faisceau laser. Pour certaines applications dans le domaine des capteurs, les fibres multimodes sont préférées dans le but d'utiliser le phénomène d'interférences entre modes, ainsi que pour leur vaste champ évanescent qui est utilisé pour détecter efficacement les produits chimiques.

Ainsi, qu'il s'agisse du domaine des télécommunications, des lasers ou des capteurs, la connaissance du contenu modal de ces fibres peut s'avérer d'un très grand intérêt. Un des objectifs de cette thèse est l'étude du contenu modal de fibres ou guides optiques.

Le faisceau sortant d'une fibre faiblement multimode, conserve ses propriétés multimodes lors de sa propagation en espace libre. Le caractère multimode d'un faisceau est souvent

non souhaité car il dégrade la qualité spatiale du faisceau. Pour certaines applications il est alors utile de caractériser le faisceau. Une technique typique de mesure de la qualité d'un faisceau est la technique dite du  $M^2$  [62]. Cette technique peut s'appliquer aux faisceaux laser multimodes (caractérisés par des modes d'ordres supérieur de type Laguerre-Gauss et Hermite-Gauss par exemple [11, 63]) ou aux faisceaux issus de fibres multimodes se propageant en espace libre [62]. Une valeur de  $M^2$  proche de 1 est souvent considérée comme équivalente à un fonctionnement monomode. Cependant, des travaux récents [11, 63] ont montré que même lorsque la quantité d'énergie contenue dans un mode d'ordre supérieur (HOM pour Higher Order Mode) est très grande, il est possible de parvenir à une valeur de  $M^2$  proche de 1. Il semblerait que la technique du  $M^2$  ne soit pas fiable à 100% pour déduire le caractère monomode d'un faisceau. De plus, cette technique ne permet pas de mesurer l'énergie relative de chaque mode.

Plusieurs techniques ont été proposées pour déterminer les modes se propageant dans des fibres ainsi que leur distribution de puissance. Différents algorithmes de déconvolution ont été présentés pour déterminer la puissance modale à partir de la mesure de l'intensité transverse du faisceau [64, 65, 66, 67] en sortie de fibre, mais ces techniques ne fonctionnent que lorsque les modes sont connus à l'avance. La technique proposée par P. S. Szczepanek et al. [68] est utilisée pour exciter sélectivement les HOMs dans une fibre multimode et pour mesurer leurs puissances relatives. Dans cette technique, les profils transverses des modes peuvent également être retrouvés à l'aide d'un élément holographique [69]. La technique est cependant difficile à réaliser car elle nécessite un polissage précis de la gaine de la fibre. Une autre méthode publiée par Shapira [70] prévoit également les modes et leurs puissances relatives correspondantes. La méthode détermine expérimentalement le profil de mode en utilisant un algorithme basé sur l'observation en champ proche et en champ lointain du faisceau en sortie de la fibre. Les inconvénients sont toutefois la complexité de l'algorithme et l'acquisition de profils en champ proche et en champ lointain. Une mesure plus directe [71] a été proposée en utilisant un résonateur Fabry-Perot, mais un alignement précis des composants optiques et une grande fraction de la puissance des HOMs ( $> 3\%$ ) sont nécessaires pour mettre en œuvre la technique. Récemment, une nouvelle méthode a été introduite par Nicholson [12, 72], à savoir la technique  $S^2$ , pour "Spatially and Spectrally resolved imaging of modal content in fibers". Elle est basée sur les l'observation des battements dus aux interférences entre modes.

Dans ce chapitre, nous présentons une nouvelle technique d'analyse modale qui est une alternative à la méthode proposée par Nicholson. Elle est simple, rapide et adaptée à toutes les fibres ou guides optiques. Nous présentons son principe, nous discutons de l'apparition de modes parasites et d'erreurs de mesure causée par la diffusion distribuée du mode fondamental ainsi que de bruits liés à la mesure. Nous proposons également une technique appelée technique du produit scalaire qui permet d'éliminer les modes parasites, ainsi que d'améliorer la précision de la mesure. Cette nouvelle technique ainsi que les améliorations associées ont fait l'objet d'un dépôt de brevet [73] et de publications [13, 74, 75, 76].

Le chapitre est organisé comme suit. Dans la première partie, nous passons en revue la technique de mesure du paramètre  $M^2$  d'un faisceau. Sa limitation pour l'analyse modale est expliquée. La technique  $S^2$  proposée par Nicholson est ensuite examinée dans la deuxième partie. La troisième partie est consacrée à notre nouvelle technique d'analyse modale. Nous finirons ce chapitre en présentant la technique du produit scalaire pour confirmer les modes réels et éliminer les modes parasites qui peuvent être produits lors de la mesure.

## 3.2 La technique de mesure du paramètre $M^2$

### 3.2.1 Le paramètre $M^2$ et son application à l'analyse modale

Considérons une fibre multimode caractérisée par ses modes polarisés linéairement (LP). Ces différents modes se propageant dans la fibre peuvent être exprimés sous la forme de fonctions de Bessel comme nous l'avons vu au chapitre 1. Le faisceau se propageant en espace libre en sortie de fibre peut être considéré comme la superposition de modes d'ordres supérieurs. Le faisceau issu d'une fibre monomode peut quant à lui être assimilé, avec une bonne approximation, à un profil gaussien. L'observation du profil d'intensité du faisceau à une distance quelconque de la sortie de fibre ne suffit pas à déterminer la qualité du faisceau ni son caractère monomode. C'est pourquoi la technique du  $M^2$ , qui tient compte de l'évolution du faisceau en espace libre, a été développée [62].

Considérons un faisceau gaussien se propageant en espace libre. Rappelons que son rayon de mode évolue au cours de sa propagation en espace libre suivant l'équation suivante :

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z - z_0}{Z_R} \right)^2 \right], \quad (3-1)$$

où  $w_0$  est le waist (rayon minimum du faisceau),  $z_0$  est la position du waist et  $Z_R$  (voir l'équation (1-76)) est la distance de Rayleigh du mode gaussien. La propagation en espace libre est donc complètement caractérisée par son waist  $w_0$  et la position de son waist  $z_0$ . La propagation d'un tel faisceau gaussien à travers une structure optique paraxiale peut être également caractérisée en utilisant la matrice  $ABCD$  (voir la partie 2.1).

Nous supposons que le faisceau est monochromatique et peut être exprimé en termes d'amplitude normalisée du champ électrique scalaire comme suit :

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z) e^{i\omega t}, \quad (3-2)$$

où

$$\iint |E(x, y, z)|^2 dx dy = 1 \quad (3-3)$$

La variance transversale  $\sigma_x$  du faisceau dans la direction  $x$  est définie par [63] :

$$\sigma_x^2(z) = \iint (x - \langle x \rangle(z))^2 |E(x, y, z)|^2 dx dy, \quad (3-4)$$

où

$$\langle x \rangle (z) = \iint x |E(x, y, z)|^2 dx dy. \quad (3-5)$$

Pour le faisceau gaussien (qui correspond au mode TEM<sub>00</sub>), le rayon de mode est lié à la variance transversale par :

$$\begin{aligned} w_x &= 2\sigma_x \\ w_{0x} &= 2\sigma_{0x} \end{aligned}, \quad (3-6)$$

dans la direction  $x$ , et de même avec des indices appropriés dans la direction  $y$ . Pour décrire des faisceaux quelconques, qui peuvent être non-gaussiens, nous utiliserons également la relation (3-6). Nous pouvons définir les rayons transverses  $W_x$  et  $W_y$  d'un faisceau quelconque par :

$$W_x(z) = 2\sigma_x(z), \quad (3-7)$$

et

$$W_y(z) = 2\sigma_y(z). \quad (3-8)$$

Compte tenu de cette définition, Siegman [62] montre que les variations axiales de la taille de spot d'un faisceau quelconque qui peut être non-gaussien, parfaitement cohérent ou partiellement incohérent, monomode ou multimode, sont données par :

$$W_x^2(z) = W_{0x}^2 + M_x^4 \left( \frac{\lambda}{\pi W_{0x}} \right)^2 (z - z_{0x})^2 = W_{0x}^2 \left[ 1 + \left( \frac{z - z_{0x}}{Z_{Rx}} \right)^2 \right] \quad (3-9)$$

$$W_y^2(z) = W_{0y}^2 + M_y^4 \left( \frac{\lambda}{\pi W_{0y}} \right)^2 (z - z_{0y})^2 = W_{0y}^2 \left[ 1 + \left( \frac{z - z_{0y}}{Z_{Ry}} \right)^2 \right] \quad (3-10)$$

où  $Z_{Rx} = \pi W_{0x}^2 / M_x^2 \lambda$  est la distance de Rayleigh. En d'autres termes, l'évolution au cours de la propagation en espace libre des rayons  $W_x$  et  $W_y$  pour des faisceaux lasers réels est déterminée par le waist  $W_0$  et la position du waist  $z_0$  exactement comme les paramètres gaussiens  $w_x(z)$  et  $w_y(z)$  pour un faisceau gaussien.

Les équations (3-9) et (3-10) montrent également que la propagation d'un faisceau réel ne dépend pas seulement du waist, mais aussi du facteur de qualité du faisceau  $M^2$ . La divergence en champ lointain du faisceau augmente avec la valeur du facteur  $M^2$ . La signification physique du facteur  $M^2$  est une mesure du produit du champ proche et du champ lointain d'un faisceau réel normalisé par rapport à celui d'un faisceau idéal gaussien TEM<sub>00</sub>. En d'autres termes, le paramètre  $M^2$  est utilisé comme un critère de qualité pour comparer un faisceau arbitraire à un faisceau gaussien TEM<sub>00</sub>. Le facteur de qualité  $M^2$  est donc toujours supérieur à 1. En pratique, le paramètre  $M^2$  peut être facilement mesuré à partir des largeurs du faisceau en champ lointain et en champ proche en utilisant la relation suivante à la distance  $z$  du waist [11] :

$$M^2 = \frac{\pi W_0 W(z)}{z \lambda} \quad (3-11)$$

La valeur minimale de 1,0 de  $M^2$  est obtenue pour un faisceau gaussien idéal TEM<sub>00</sub>. On admettra également que le facteur  $M^2$  du mode LP<sub>01</sub> d'une fibre optique est quasiment égal à 1 [77].

En résumé, la propagation d'un faisceau arbitraire est caractérisée complètement par six paramètres : les trois paramètres  $W_{0x}$ ,  $z_{0x}$ , et  $M_x^2$  dans la direction  $x$  et les trois paramètres  $W_{0y}$ ,  $z_{0y}$  et  $M_y^2$  dans la direction  $y$ . Le facteur de qualité du faisceau est utilisé pour vérifier que la propagation est monomode. Une excellente qualité de faisceau (valeur de  $M^2$  proche de 1) correspond généralement à un faisceau monomode.

### 3.2.2 Limitation de la technique à l'analyse modale

Bien que la technique de mesure du facteur  $M^2$  soit souvent utilisée pour vérifier le caractère monomode d'un faisceau, elle ne peut pas donner une caractérisation complète de la distribution d'énergie des modes telles que l'énergie relative de chaque mode d'ordre supérieur par rapport au mode fondamental. De plus, H. Yoda [63] et S. Wielandy [11] ont démontré que même un faisceau d'excellente qualité, de  $M^2$  faible, peut contenir une fraction importante de modes d'ordres supérieurs.

Nous proposons de mettre ce dernier point en évidence à l'aide de modes issus d'une fibre optique. La figure 3.1 montre, dans une fibre optique, la superposition du mode LP<sub>01</sub> et du mode LP<sub>11</sub>, contenant respectivement 70% et 30% de l'intensité. Les deux cas limites, où la phase relative entre les deux modes est zéro d'une part et  $\pi/2$  d'autre part à l'entrée de la fibre, sont examinés.

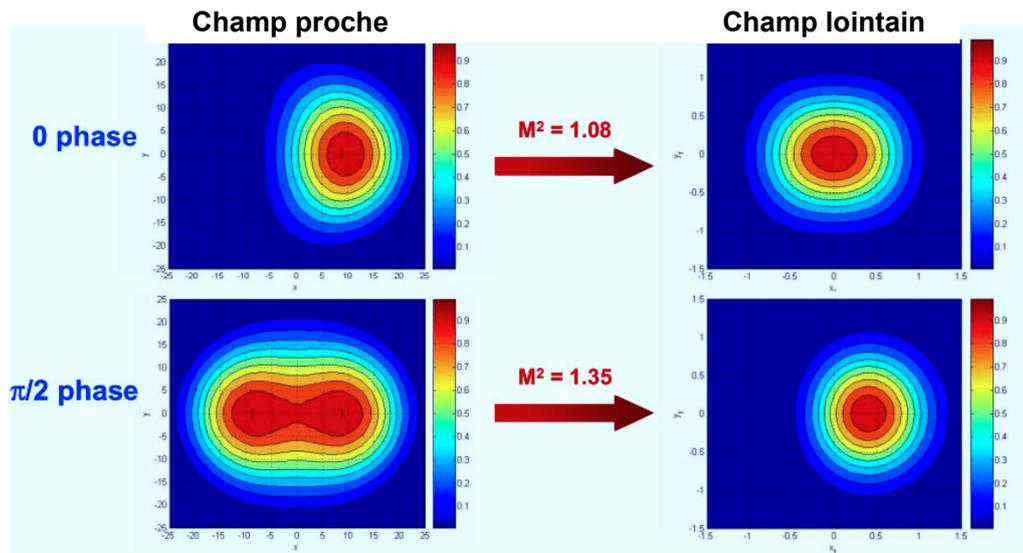


FIGURE 3.1 – Distribution d'intensité en champ proche et en champ lointain de la superposition de 70% d'un mode LP<sub>01</sub> et de 30% d'un mode LP<sub>11</sub> pour deux cas limites de phase relative, d'après [11].

Plusieurs remarques peuvent être formulées :

- Premièrement, la valeur de  $M^2$  dans les deux cas est inférieure à 1,35. Elle peut même atteindre la valeur de 1,08 pour une phase relative égale à zéro, ce qui est très proche de celle d'un mode purement  $LP_{01}$ , même pour une fraction non négligeable du mode  $LP_{11}$  (30%)
- Deuxièmement, pour les deux valeurs de phase relative, les profils en champ lointain sont relativement circulaires et uniformes en dépit de l'asymétrie du mode  $LP_{11}$ .
- Finalement, bien que la qualité du faisceau dans tous les cas soit considérée comme bonne, malgré la grande fraction d'énergie dans le mode  $LP_{11}$ , elle change de manière significative en fonction de la phase.

Plus généralement, la figure 3.2a représente l'évolution du facteur  $M^2$  suivant  $x$  et suivant  $y$  en fonction de la fraction du mode  $LP_{11}$  dans le cas où la phase relative est de zéro et  $\pi/2$ . Tout d'abord, on remarque que la présence du mode  $LP_{11}$  affecte peu la valeur de  $M^2$  suivant  $y$ . Ceci s'explique par la forme du profil du mode  $LP_{11}$  qui s'étend moins dans la direction  $y$  que la direction  $x$ . Par ailleurs, lorsque la phase relative est égale à zéro, le paramètre  $M^2$  varie peu en fonction de la fraction d'énergie du mode  $LP_{11}$  à condition que celle-ci reste inférieure à 35% environ et ne se distingue alors pas d'un pur mode  $LP_{01}$ . Le facteur  $M^2$  varie de manière plus significative lorsque la phase relative est de  $\pi/2$ , mais puisque la phase relative ne peut pas être contrôlée expérimentalement ou mesurée par une seule mesure de  $M^2$ , on ne peut pas savoir à partir d'une simple mesure de  $M^2$  si on observe le meilleur ou le pire des cas. Par conséquent, on ne peut pas obtenir d'informations significatives de la distribution d'énergie des HOMs. Ces résultats indiquent donc qu'une simple mesure de  $M^2$  est incapable d'indiquer que la fibre mesurée est monomode.

La figure 3.2b représente l'évolution de  $M^2$  dans la direction  $x$  en fonction de la phase relative pour plusieurs exemples de fractions d'énergie possibles du mode  $LP_{11}$ . Cette figure

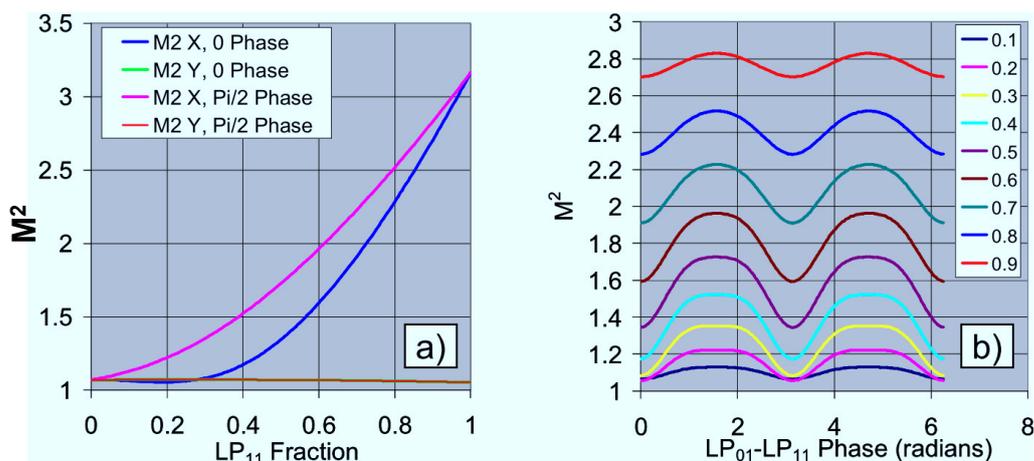


FIGURE 3.2 – (a) Evolution de  $M^2$  en fonction de la fraction d'énergie dans le mode  $LP_{11}$  (b) Evolution de  $M^2$  suivant  $x$  en fonction de la phase relative, pour différentes fractions de puissance du mode  $LP_{11}$  d'après [11].

illustre de plus les variations de  $M^2$  en fonction de la phase relative et fait apparaître une périodicité de  $\pi$  sur cette phase.

En conclusion, une bonne qualité de faisceau, obtenue pour une faible valeur de  $M^2$ , ne suffit pas pour vérifier le caractère monomode d'une fibre ou d'un guide optique. En effet la phase relative des modes de propagation varie de manière incontrôlée en raison de perturbations extérieures (température, injection...) ou même de fluctuations de longueur d'onde. Cette dérive incontrôlable de la phase peut causer une fluctuation du facteur de qualité du faisceau  $M^2$  d'une fraction importante par rapport à sa valeur moyenne. Un décalage latéral de la position du centre du faisceau de l'ordre d'un rayon du faisceau et une variation d'intensité du pic de plus de 50% peuvent également être observés. La mise au point de techniques plus efficaces et plus précises pour l'analyse modale est donc tout à fait pertinente.

### 3.3 La technique $S^2$

Dans cette partie, nous présentons une technique efficace d'analyse modale utilisée dans le cadre de ma thèse pour caractériser de nouvelles fibres et de nouveaux guides non-linéaires. Il s'agit de la technique  $S^2$  proposée par Nicholson et al. [12, 72] dans laquelle le terme  $S^2$  est employé pour "Spatially and Spectrally resolved imaging of modal content in fibers". Cette technique fournit les profils des modes se propageant ainsi que les puissances relatives des modes d'ordre supérieur par rapport au mode fondamental. En raison de la nature cohérente de la mesure, la technique est beaucoup plus sensible aux variations de propriétés de faisceau en fonction de la fraction relative d'énergie des modes que la technique traditionnelle  $M^2$ .

#### 3.3.1 Principe de la technique

Le principe de la technique  $S^2$  est basé sur l'idée que les modes se propageant dans une fibre optique peuvent être déterminés par les interférences spectrales causées par la différence de retard de groupe de chaque mode et les interférences spatiales. Le schéma de principe de la technique est illustré sur la figure 3.3a. Une source à large bande est injectée dans la fibre à tester. Le faisceau en sortie de la fibre à tester est ensuite élargi avec un grossissement donné. Une mesure d'intensité en un point du faisceau est effectuée au moyen de l'extrémité clivée d'une fibre monomode (fibre SMF) reliée à un analyseur de spectre optique. Le polariseur assure que les états de polarisation des modes sont alignés à l'entrée de la SMF. La SMF joue le rôle d'une sonde qui est déplacée dans les directions  $x$  et  $y$  perpendiculaires à la direction de propagation du faisceau pour mesurer le spectre optique en chaque point du plan  $(x, y)$ . Un ordinateur est utilisé pour automatiser le mouvement de la fibre sonde et l'acquisition du spectre optique. La figure 3.3b donne un exemple typique de spectre optique mesuré en un point arbitraire  $(x, y)$ . Ce spectre est modulé par les battements dus à des différences de retard de vitesse de groupe entre les modes dans la fibre à tester lorsque ces modes sont superposés spatialement au point  $(x, y)$ .

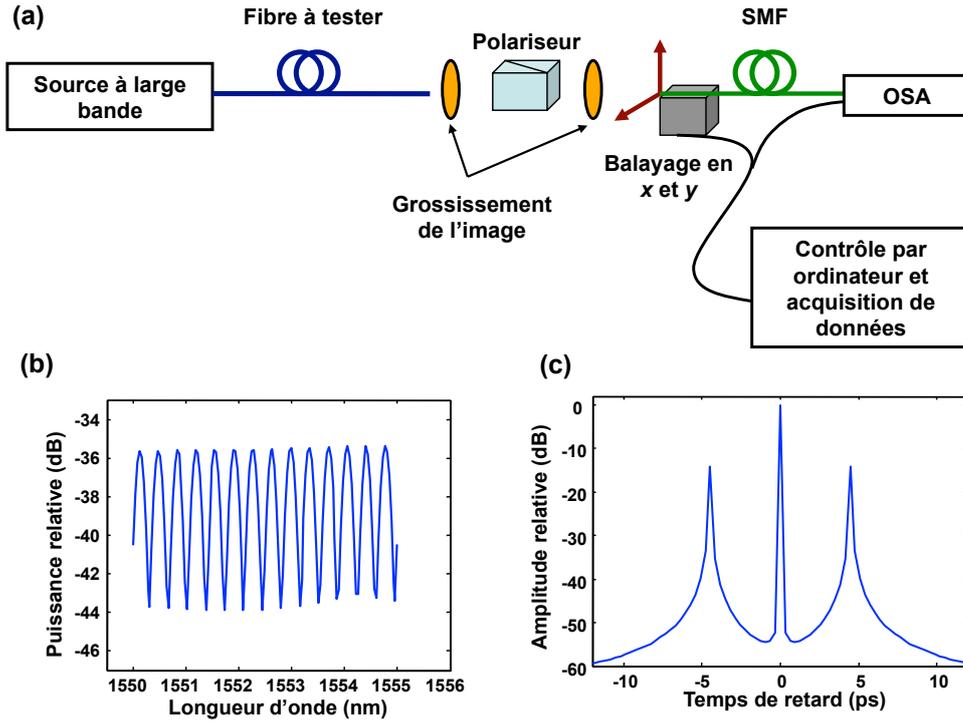


FIGURE 3.3 – (a) Schéma de la technique S<sup>2</sup>, d'après [12]. (b) Spectre optique mesuré en un point arbitraire (x, y) et (c) sa transformée de Fourier.

Pour simplifier notre analyse, considérons le cas de deux modes de propagation uniquement. Si  $L$  est la longueur de la fibre,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $\Delta v_g$  le retard de vitesse de groupe entre les modes et  $\Delta n_g$  la différence d'indice de groupe entre les modes, le déphasage  $\Delta\phi$  entre les deux modes en sortie de la fibre vaut :

$$\Delta\phi = 2\pi\Delta n_g L/\lambda, \quad (3-12)$$

et la périodicité spectrale correspondante  $\Delta\lambda$  vaut :

$$\Delta\lambda = \lambda^2/(\Delta n_g L). \quad (3-13)$$

Supposons que les intensités des deux modes sont liées par une constante  $\alpha(x, y)$  telle que :

$$I_2(x, y, \omega) = \alpha^2(x, y)I_1(x, y, \omega), \quad (3-14)$$

avec  $\omega$  la pulsation. En chaque position (x,y) de la sortie de la fibre, l'intensité spectrale, résultant de la superposition des deux modes s'écrit :

$$I(x, y, \omega) = I_1(x, y, \omega) [1 + \alpha^2(x, y) + 2\alpha(x, y) \cos(\tau_B \omega)], \quad (3-15)$$

où  $\tau_B = Lv$  est la période de la fréquence de battement entre deux modes causée par leur différence de retard de groupe relative  $v = \Delta v_g/v_g^2$ . Nous appelons également le paramètre  $\tau_B$  temps de retard.

La transformée de Fourier  $B_1(x, y, \tau)$  de l'intensité spectrale s'écrit :

$$B(x, y, \tau) = [1 + \alpha^2(x, y)] B_1(x, y, \tau) + \alpha(x, y) [B_1(x, y, \tau - \tau_B) + B_1(x, y, \tau + \tau_B)], \quad (3-16)$$

où  $B_1(x, y, \tau)$  est la transformée de Fourier d'intensité du mode  $I_1$ . La figure 3.3c représente un exemple théorique de la transformée de Fourier  $B$  en fonction de  $\tau$  dans le cas où la fibre supporte deux modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub>. Trois pics sont visibles et correspondent aux trois termes de l'équation (3-16). Leur intensité dépend notamment du paramètre  $\alpha$ . Leur mesure doit permettre de déterminer la répartition relative d'intensité entre les modes. Au point  $(x, y)$ , on définit le paramètre  $f(x, y)$  comme le rapport entre l'amplitude de la transformée de Fourier au temps de retard  $\tau_B$  et celle au temps de retard égal à zéro. Pour calculer ce paramètre, nous remplaçons la variable dans l'équation (3-16) par  $\tau_B$  et 0 respectivement comme suit :

$$B(x, y, \tau_B) = [1 + \alpha^2(x, y)] B_1(x, y, \tau_B) + \alpha(x, y) [B_1(x, y, 0) + B_1(x, y, \tau + 2\tau_B)], \quad (3-17)$$

$$B(x, y, 0) = [1 + \alpha^2(x, y)] B_1(x, y, 0) + \alpha(x, y) [B_1(x, y, -\tau_B) + B_1(x, y, \tau_B)]. \quad (3-18)$$

En supposant que la largeur de  $B_1(x, y, \tau)$  soit faible par rapport à  $\tau_B$ , on obtient :

$$B_1(x, y, \tau \neq 0) \approx 0. \quad (3-19)$$

En introduisant l'équation (3-19) dans les équations (3-17) et (3-18), on peut écrire  $f(x, y)$  comme suit :

$$f(x, y) = \frac{B(x, y, \tau = \tau_B)}{B(x, y, \tau = 0)} = \frac{\alpha(x, y)}{1 + \alpha^2(x, y)}. \quad (3-20)$$

Le paramètre  $\alpha(x, y)$  est donc lié simplement à  $f(x, y)$  par la formule :

$$\alpha(x, y) = \frac{1 - \sqrt{1 - 4f^2(x, y)}}{2f(x, y)}. \quad (3-21)$$

Puisque la gamme de longueur d'onde pour laquelle la mesure est faite couvre de nombreuses périodes de battement, l'intensité totale des deux modes mesurée par l'analyseur de spectre optique au point  $(x, y)$  est simplement la somme incohérente des intensités des modes individuels. Les intensités des modes sont alors données par :

$$I_1(x, y) = I_T(x, y) \frac{1}{1 + \alpha^2(x, y)}, \quad (3-22)$$

et

$$I_2(x, y) = I_T(x, y) \frac{\alpha^2(x, y)}{1 + \alpha^2(x, y)}, \quad (3-23)$$

où  $I_T(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y)$  est le spectre optique intégré au point donné  $(x, y)$ . Par conséquent, les intensités de deux modes  $I_1(x, y)$  et  $I_2(x, y)$  peuvent être déterminées à l'aide

des équations (3-21)-(3-23). La procédure précédente est répétée pour chaque point  $(x, y)$  du plan afin de dresser une cartographie transverse des intensités  $I_1$  et  $I_2$  de chaque mode.

La répartition totale de puissance entre le mode d'ordre supérieur et le mode fondamental est donnée en intégrant les intensités  $I_1$  et  $I_2$  dans le plan  $(x, y)$  et en effectuant le rapport  $R$  suivant :

$$R = 10 \log \left[ \frac{\iint I_2(x, y) dx dy}{\iint I_1(x, y) dx dy} \right]. \quad (3-24)$$

Dans le cas où plus de deux modes se propagent dans la fibre, la figure d'interférences fait apparaître plusieurs fréquences. Ces fréquences sont dues aux battements entre modes deux à deux. Le nombre de pics dans la transformée de Fourier dépendra alors du nombre de combinaisons possibles entre les modes et chaque mode pourra être extrait un à un grâce à une procédure similaire à celle que nous venons de voir pour deux modes.

La figure 3.4 montre les résultats expérimentaux [12] de la technique pour une fibre à large surface de mode de longueur 20 m, de diamètre de cœur égal à  $27 \mu\text{m}$  et dont l'ouverture numérique est 0,065. Le profil du faisceau obtenu en intégrant le spectre mesuré en chaque point  $(x, y)$  est illustré sur la figure 3.4a. La somme des transformées de Fourier de tous les spectres optiques mesurés en chaque point du plan est montrée sur la figure 3.4b. Notons que seules les valeurs positives de la différence de temps de groupe sont représentées du fait de la symétrie de la figure. On peut voir clairement les différentes fréquences de battements qui correspondent aux interférences entre le mode fondamental  $\text{LP}_{01}$  et les autres modes d'ordre supérieur. Puisque l'intensité des HOMs est faible par rapport au mode fondamental  $\text{LP}_{01}$ , on peut négliger les interférences entre deux HOMs différents.

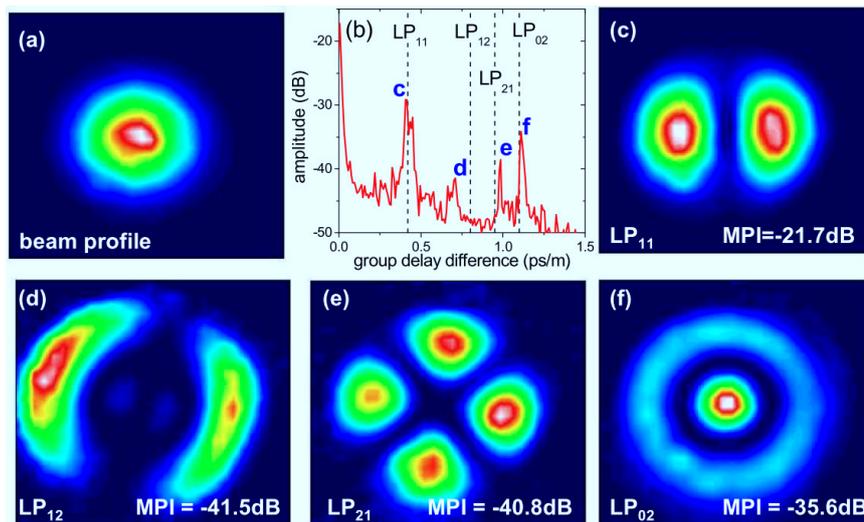


FIGURE 3.4 – Résultat de la mesure pour une fibre de 20 m de longueur dont le diamètre de cœur est de  $27 \mu\text{m}$  avec une ouverture numérique de 0,065, d'après [12]. (a) Profil du faisceau. (b) Transformée de Fourier des spectres. (c) Mode  $\text{LP}_{11}$ . (d) Mode  $\text{LP}_{12}$ . (e) Mode  $\text{LP}_{21}$ . (f) Mode  $\text{LP}_{02}$ .

Les figures 3.4c à 3.4f représentent les HOMs analysés à partir de l'amplitude des pics observés sur la figure 3.4b. Les modes  $LP_{11}$ ,  $LP_{12}$ ,  $LP_{21}$  et  $LP_{02}$  sont identifiés et leur énergie relative par rapport au mode fondamental est calculée à l'aide des équations (3-20)-(3-24).

En conclusion, la technique  $S^2$  qui permet d'identifier les modes se propageant dans une fibre optique et de connaître leur distribution d'énergie se décompose en trois étapes :

- Etape 1 : Déplacer la fibre sonde dans les directions  $x$  et  $y$  perpendiculaires à la direction de propagation pour enregistrer le spectre d'interférences en chaque point  $(x, y)$ .
- Etape 2 : Faire les transformées de Fourier de chaque spectre et, en chaque point  $(x, y)$ , déterminer le paramètre  $\alpha(x, y)$  pour chaque pic de la transformée de Fourier en utilisant les équations (3-20) et (3-21).
- Etape 3 : Calculer l'intensité du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur en chaque point en utilisant les valeurs correspondantes de  $\alpha(x, y)$  et les équations (3-22) et (3-23).

### 3.3.2 Limitation de la technique $S^2$

Lorsque une fibre possède un seul mode d'ordre supérieur (HOM), un seul pic (de temps de groupe strictement positif) doit être observé sur la transformée de Fourier du spectre optique obtenu en chaque point de l'image en champ proche. Dans le cas plus général où la fibre admet plus de deux modes, la technique  $S^2$  s'appuie sur le fait que la puissance des HOMs est faible par rapport à la puissance du mode fondamental  $LP_{01}$  et donc que les battements des HOMs avec le mode fondamental peuvent être négligés. Cela signifie, d'après ce principe, que si la fibre supporte  $n$  HOMs, on observera  $n$  fréquences de battements visibles, correspondant aux interférences entre le mode fondamental  $LP_{01}$  et les différents HOMs.

Cependant, le rôle des HOMs est à étudier plus finement même si leur puissance est considérée comme faible par rapport au mode fondamental. En effet, nous allons démontrer dans ce paragraphe que même lorsque la puissance relative entre les HOMs et le  $LP_{01}$  est faible, les interférences entre les HOMs ne peuvent pas être ignorées. Supposons qu'une fibre optique admet  $n$  HOMs dont l'amplitude  $E_i$  est liée à l'amplitude  $E_0$  du mode fondamental  $LP_{01}$  par une constante  $\alpha_i$  telle que :

$$E_i(x, y, w) = \alpha_i E_0(x, y, w) \exp(iw\tau_i + i\varphi_i), \quad (3-25)$$

où  $\tau_i$  est la période temporelle de la fréquence de battement entre le HOM correspondant et le  $LP_{01}$ . Notons que dans l'équation (3-25), nous utilisons la forme exponentielle pour exprimer l'amplitude des modes pour faciliter le calcul. Les valeurs physiques sont extraites à partir de la partie réelle de la forme exponentielle. L'intensité spectrale résultant de la

superposition de tous des modes peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned}
I(x, y, w) &= I_0(x, y, w) \left[ 1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j e^{iw\tau_j + i\varphi_j} \right] \left[ 1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k e^{-iw\tau_k - i\varphi_k} \right] \\
&= I_0 \left( 1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2 + \sum_{j=1}^n \alpha_j (e^{iw\tau_j + i\varphi_j} + e^{-iw\tau_j - i\varphi_j}) + \right. \\
&\quad \left. + \sum_{j>k}^n \alpha_j \alpha_k (e^{iw(\tau_j - \tau_k) + i(\varphi_j - \varphi_k)} + e^{-iw(\tau_j - \tau_k) - i(\varphi_j - \varphi_k)}) \right)
\end{aligned} \quad , \quad (3-26)$$

où  $I_0 = |E_0|^2$ . La transformée de Fourier  $B(x, y, \tau)$  de l'intensité s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
B(x, y, \tau) &= \left[ 1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2(x, y) \right] B_0(x, y, \tau) + \\
&\quad + \sum_{j=1}^n \alpha_j(x, y) [B_0(x, y, \tau - \tau_j) + B_0(x, y, \tau + \tau_j)] \\
&\quad + \sum_{j>k}^n \alpha_j(x, y) \alpha_k(x, y) [B_0(x, y, \tau - \tau_j + \tau_k) + B_0(x, y, \tau + \tau_j - \tau_k)]
\end{aligned} \quad , \quad (3-27)$$

où  $B_0(x, y, \tau) = F \{I_0(x, y, w)\}$  est la transformée de Fourier du mode fondamental. Le second terme du membre de droite de l'équation (3-27) traduit les battements entre les HOMs et le mode  $LP_{01}$ . Il est responsable de l'apparition de  $n$  pics, correspondant aux temps de retard  $\tau_j$  dans la transformée de Fourier du spectre optique. Le rapport  $f_j(x, y)$  pour chaque pic vaut dans ce cas :

$$f_j(x, y) = \frac{B(x, y, \tau = \tau_j)}{B(x, y, \tau = 0)} = \frac{\alpha_j(x, y)}{1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2(x, y)}. \quad (3-28)$$

Le dernier terme du membre de droite de l'équation (3-27) provient des interférences entre deux HOMs. Ce terme conduit à  $C_n^2 = n!/(2(n-2)!)$  pics supplémentaires aux temps de retard  $|\tau_j - \tau_k|$  dans la transformée de Fourier pour lesquels le rapport  $f_{jk}$  peut être calculé par la formule :

$$f_{jk}(x, y) = \frac{B(x, y, \tau = \tau_j - \tau_k)}{B(x, y, \tau = 0)} = \frac{\alpha_j(x, y) \alpha_k(x, y)}{1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2(x, y)}. \quad (3-29)$$

Pour plus de simplicité, nous appellerons les pics correspondant aux interférences entre le mode  $LP_{01}$  et les HOMs les pics  $P_j$ , et les pics correspondant aux interférences entre deux HOMs les pics  $P_{jk}$ . Lorsque la fibre admet un seul mode d'ordre supérieur ou lorsque la puissance relative entre le  $LP_{01}$  et les HOMs est très faible, nous revenons au cas expliqué au paragraphe 3.3.1 pour lequel les équations (3-28) et (3-29) deviennent :

$$f_j(x, y) = \frac{\alpha_j(x, y)}{1 + \alpha_j^2(x, y)}, \quad (3-30)$$

$$f_{jk}(x, y) \approx 0. \quad (3-31)$$

Cela signifie que les pics  $P_{jk}$  disparaissent et seulement  $n$  pics  $P_j$  sont observés dans la transformée de Fourier. La distribution transverse d'intensité du mode et la puissance relative de chaque HOM sont ensuite extraites séparément et indépendamment à partir de chaque pic  $P_j$  en utilisant l'équation (3-30).

Dans le cas général où les interférences entre deux HOMs sont prises en compte,  $n$  pics  $P_j$  et  $C_n^2$  pics  $P_{jk}$  sont observés. Seuls les modes extraits des  $n$  pics  $P_j$  sont les modes réels, les autres modes extraits des pics  $P_{jk}$  sont des modes que nous appellerons parasites. En présence des modes parasites, il est nécessaire, pour déterminer le profil spatial d'intensité et la puissance relative des HOMs indépendamment, d'utiliser l'équation (3-29) au lieu de l'équation (3-30).

Soulignons que la condition selon laquelle la puissance relative des HOMs est assez faible pour ignorer les interférences entre deux HOMs est discutable. La figure 3.5a montre un exemple, résultant d'une simulation numérique, pour lequel les interférences entre les deux HOMs  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  sont observées même lorsque leurs puissances relatives par rapport au mode  $LP_{01}$  sont faibles,  $-20$  dB et  $-30$  dB respectivement. Sur cette figure, en plus des deux pics réels  $P_1$ ,  $P_2$  présents aux temps de retard  $\tau_1$  et  $\tau_2$  et correspondant aux deux modes réels  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$ , on remarque la présence du pic parasite  $P_{12}$  correspondant aux interférences entre les modes  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  au temps de retard  $\tau_2 - \tau_1$ . Les profils transverses des HOMs déterminés par la technique  $S^2$  de ces pics qui comme nous l'avons indiqué plus haut ne tient pas compte des interactions entre modes d'ordre supérieur sont illustrés sur la figure 3.6. La puissance relative calculée est de  $-20,1$  dB et  $-30,5$  dB pour les modes  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  respectivement. La figure 3.5b est un autre exemple théorique de la transformée de Fourier dans le cas où la fibre supporte les trois HOMs  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$  dont les puissances relatives sont de  $-12$  dB,  $-21$  dB et  $-33$  dB respectivement. Trois pics parasites correspondant aux interférences mutuelles sont observés. La puissance relative calculée par la technique  $S^2$  de même sans tenir compte des interactions entre les modes d'ordre supérieur dans ce cas est de  $-12,1$  dB,  $-22,2$  dB et  $-34,3$  dB pour trois HOMs  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$  respectivement. L'erreur dans cet exemple atteint  $1,3$  dB par rapport aux valeurs choisies au départ. Cette erreur vient du fait que les termes d'interaction entre les modes d'ordre supérieurs ne sont pas pris en compte. Lorsqu'on refait le calcul en tenant compte de ces interactions, on retrouve des valeurs de  $-12,08$  dB,  $-22,17$  dB et  $-33,16$  dB pour les  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$  respectivement. Ces valeurs sont très proches des valeurs entrées dans la simulation.

Les modes extraits de pics parasites  $P_{jk}$  sont les modes parasites qui résultent de propriétés intrinsèques liées à la propagation des ondes dans la fibre. Par ailleurs, un autre type de modes parasites peut provenir d'éléments extrinsèques, tels que l'instabilité de la mesure ou de la source laser. En effet, puisque la transformée de Fourier reflète tous les phénomènes périodiques sur les spectres en sortie de la fibre, chaque oscillation parasite dans la mesure conduira à un pic parasite dans la transformée de Fourier.

En résumé, le problème des modes parasites dans la méthode  $S^2$  peut réduire la précision

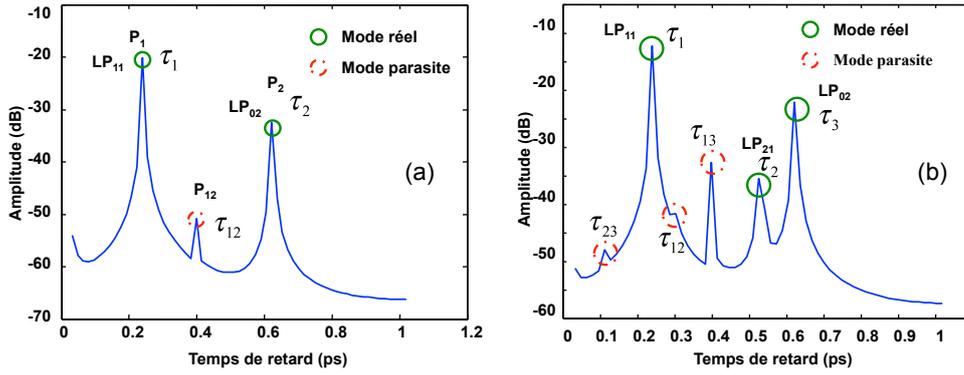


FIGURE 3.5 – Transformées de Fourier théoriques de la figure d'interférences dans le cas où la fibre admet deux HOMs LP<sub>11</sub>, LP<sub>02</sub> (a) et trois HOMs LP<sub>11</sub>, LP<sub>02</sub> et LP<sub>12</sub> (b).

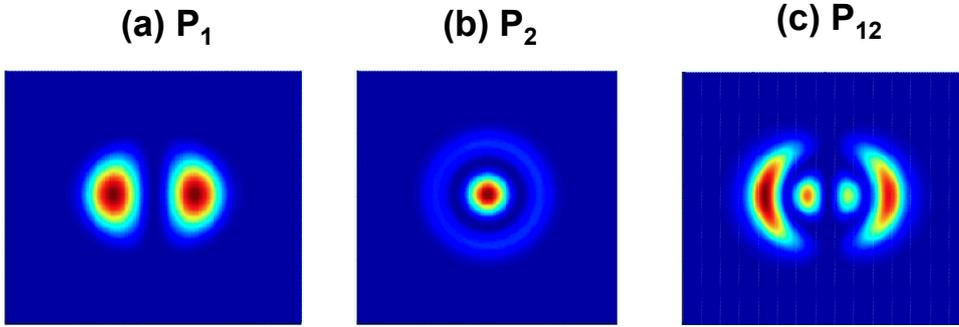


FIGURE 3.6 – Profil transverse des HOMs extraites de trois pics dans la figure 3.5a. (a) Mode LP<sub>11</sub> correspondant au pic P<sub>1</sub>, (b) mode LP<sub>02</sub> correspondant au pic P<sub>2</sub> et (c) mode parasite correspondant au pic P<sub>12</sub>.

de la mesure, non seulement dans la mesure du nombre de HOMs mais aussi dans la mesure de la puissance relative des HOMs. Une solution complète dans le cas général est donc nécessaire.

Enfin, nous souhaitons souligner que la méthode S<sup>2</sup> nécessite un balayage à deux dimensions lors de l'acquisition des données. La méthode est en effet basée sur le balayage spatial de la fibre sonde pour mesurer le spectre optique en chaque point  $(x, y)$  dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Par conséquent, sa précision dépend beaucoup de la résolution du mouvement de la fibre sonde ainsi que de la surface du faisceau. De plus, le mouvement mécanique de la fibre sonde peut contribuer à une instabilité de la mesure. La technique prend donc du temps pour assurer un mouvement fin et régulier de la fibre sonde.

### 3.4 Nouvelle technique d'analyse modale

Dans cette partie, nous présentons notre nouvelle technique d'analyse modale inspirée de la technique S<sup>2</sup>. La nouvelle technique bénéficie d'une amélioration des algorithmes de

calcul et d'un protocole expérimental plus simple que la technique précédemment décrite. La nouvelle technique est développée dans le cas général où les interférences entre deux HOMs sont prises en compte. Elle offre une meilleure précision de mesure en permettant de s'affranchir des modes parasites. Par ailleurs, le remplacement d'une source laser à large bande par une source laser accordable permet à la nouvelle technique de ne nécessiter un balayage que dans une seule dimension au lieu du balayage spatial dans les deux directions  $x$  et  $y$ . La mesure est donc plus simple, plus rapide et plus stable. Cette nouvelle technique a été mise au point et validée dans notre laboratoire par S. Blin et al. [13, 74] et a fait l'objet d'un dépôt de brevet [73]. Ma contribution a consisté à :

- développer en théorie la technique pour le cas où les interférences entre deux HOMs sont prises en compte,
- proposer différentes techniques d'élimination des modes parasites,
- expérimenter la nouvelle technique pour différentes fibres.

### 3.4.1 Principe de la technique

Le principe de la technique est schématisé sur la figure 3.7. Elle consiste à injecter une source de longueur d'onde variable dans la fibre à tester et à observer et enregistrer l'image en champ proche de l'extrémité de la fibre à l'aide d'un objectif de microscope et d'une caméra pour différentes longueurs d'onde. Le fait de ne balayer qu'une seule dimension, la longueur d'onde de la source, au lieu de deux, permet de réduire le temps de mesure et la difficulté d'alignement optique par rapport à la précédente technique  $S^2$ . La source laser utilisée n'est plus une source à large bande comme celle utilisée dans la technique  $S^2$  (voir la figure 3.3a), mais une source accordable en longueur d'onde. L'onde se propageant dans la fibre est donc beaucoup plus cohérente que celle issue de la source à large bande. L'agrandissement du faisceau en sortie de la fibre à tester peut être réalisé en utilisant simplement un objectif de microscope. L'image de champ proche est enregistrée par une caméra infrarouge à chaque fois que la longueur d'onde de la source est modifiée. En conséquence, chaque image, correspondant à une longueur d'onde donnée, contient les données en intensité de la superposition des modes en chaque point  $(x, y)$  de la caméra. En faisant varier la longueur

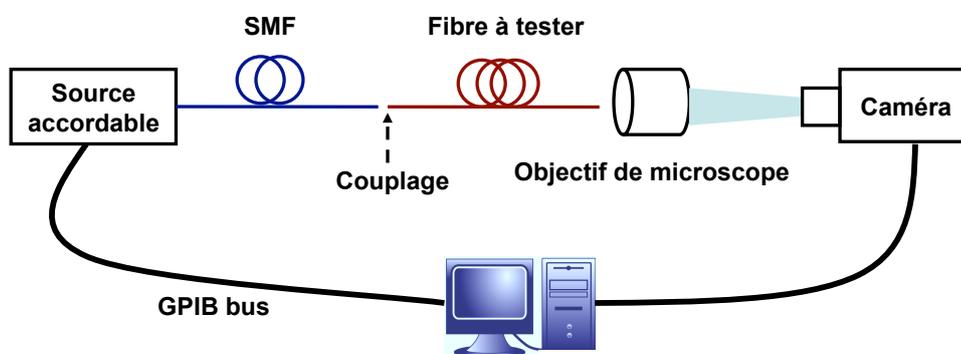


FIGURE 3.7 – Schéma de la nouvelle technique d'analyse modale.

d'onde de la source, on peut alors tracer l'intensité en fonction de la longueur d'onde pour chaque position  $(x, y)$  du plan de la caméra comme le montre la figure 3.3b. En d'autres termes, le spectre optique en chaque point est retrouvé par notre dispositif expérimental simple. L'analyse des données est ensuite réalisée à partir des pics de la transformée de Fourier des spectres. Cependant, des pics parasites correspondant aux interférences entre deux HOMs ou à une modulation parasite doivent d'abord être exclus. Une technique d'exclusion constituée en deux étapes est alors proposée pour résoudre ce problème.

La première étape permet d'exclure les modes parasites qui ne sont pas causés par les propriétés intrinsèques de la propagation des ondes dans la fibre. Puisque le temps de retard des pics liés aux interférences entre différents modes se propageant dans la fibre est toujours proportionnel à la longueur de la fibre, conformément à l'équation (3-13), contrairement aux pics parasites qui ne viennent pas de propriétés intrinsèques de la fibre, nous pouvons éliminer ces pics parasites en mesurant la fibre pour deux longueurs différentes. Un pic dont le temps de retard est constant lorsque la longueur de la fibre est modifiée est un pic parasite et sera donc à éliminer.

La seconde étape consiste à exclure les pics parasites résultant d'interférences entre deux HOMs. Puisque la puissance des HOMs est généralement plus faible que celle du mode fondamental, les coefficients  $\alpha_j$  dans les équations (3-28) et (3-29) sont inférieurs à 1. Par conséquent, le rapport  $f_{jk}$  du pic  $P_{jk}$  correspondant à l'interférence entre les deux HOMs  $P_j$  et  $P_k$  est toujours plus petit que les rapports  $f_j$  et  $f_k$  des pics  $P_j$  et  $P_k$ . Deux pics de plus forte puissance  $P_1$  et  $P_2$ , correspondants à des temps de retard  $\tau_1$  et  $\tau_2$ , dans la transformée de Fourier sont donc des pics réels en raison de cette propriété. Le premier pic parasite  $P_{12}$  est ensuite déterminé à la position  $|\tau_2 - \tau_1|$ . L'amplitude de ce pic parasite est également plus grande que celle des autres pics parasites parce qu'il correspond aux interférences entre les deux plus grand HOMs. Tous les autres pics dont les amplitudes sont plus élevées que celle de ce pic sont donc réels. Les pics parasites qui proviennent des interférences entre ces pics réels peuvent alors être déterminés à partir de leurs temps de retard. Nous appellerons ces pics parasites  $P_{12-s}$ . Le pic le plus haut  $P_3$  qui est inférieur au pic  $P_{12}$  et n'est pas l'un des pics  $P_{12-s}$  est aussi un pic réel. Tous les pics restants qui sont plus élevés que le pic  $P_3$  sont réels et les modes parasites correspondant aux interférences entre ces pics réels peuvent alors être calculés. Le même processus est appliqué jusqu'à ce que tous les pics soient identifiés. Par exemple, considérons le cas où on trouve 8 pics dans la transformée de Fourier comme l'illustre la figure 3.8. Les deux pics les plus hauts  $P_1$  et  $P_2$  sont des pics réels. Le premier pic parasite  $P_{12}$  est ensuite déterminé à l'aide de la différence du temps de retard  $|\tau_2 - \tau_1|$  entre les deux pics  $P_1$  et  $P_2$ . La puissance de ce pic parasite est également le premier seuil au-dessus duquel les modes sont réels. Le pic  $P_4$  est donc un pic réel. Deux autres pics parasites  $P_{14}$  et  $P_{24}$  aux positions  $|\tau_4 - \tau_1|$  et  $|\tau_4 - \tau_2|$  sont alors trouvés. Pour les deux pics restants  $P_3$  et  $P_5$  dont l'amplitude est inférieure au seuil  $P_{12}$ , on peut conclure que le pic le plus haut  $P_3$  est un pic réel. Ceci est dû au fait que l'amplitude d'un mode parasite qui vient des interférences entre le HOM correspondant au pic  $P_3$  et un autre mode

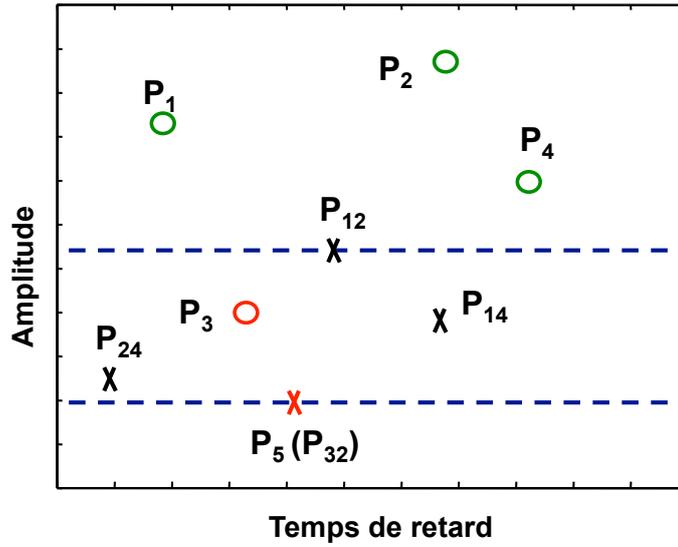


FIGURE 3.8 – Exemple d'une transformée de Fourier avec 8 pics.

est toujours plus faible que l'amplitude du pic  $P_3$ . Le deuxième seuil du pic parasite est ensuite trouvé à la position  $|\tau_3 - \tau_2|$  qui correspond à l'interférence entre le HOM  $P_3$  et le HOM le plus haut  $P_2$ . Pour les pics restants, le même processus est appliqué.

En utilisant la technique d'exclusion, nous pouvons déterminer tous les pics réels  $P_j$  et éliminer les autres pics parasites. Tous les modes réels sont ensuite retrouvés à partir du rapport  $f(x, y)$  de ces pics. En utilisant l'équation (3-30), le coefficient  $\alpha_j$  est lié à  $f_j(x, y)$  par :

$$\alpha_j(x, y) = \frac{f_j \left( 1 - \sqrt{1 - 4 \sum_1^n f_k^2} \right)}{2 \sum_1^n f_k^2}. \quad (3-32)$$

L'intensité des HOMs est donc donnée par :

$$I_j(x, y) = I_T(x, y) \frac{\alpha_j^2(x, y)}{1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k^2}, \quad (3-33)$$

où  $I_T(x, y)$  est le spectre optique intégré en un point  $(x, y)$ . La puissance relative et la distribution d'intensité de chaque mode peuvent être calculées à partir de l'équation (3-33).

En résumé cette technique évite des alignements optiques critiques et le fait de ne balayer qu'une dimension (la longueur d'onde) offre une plus grande rapidité de caractérisation que la technique standard  $S^2$ . De plus, la technique permet également de caractériser des fibres de petit diamètre de cœur telles que les fibres microstructurées non-linéaires à l'aide d'un l'objectif de microscope à fort grossissement et de grande ouverture numérique. De plus nous avons montré au paragraphe précédent que le fait de prendre en compte les interactions entre les modes d'ordre supérieur dans le calcul permettait d'obtenir une meilleure précision sur les puissances relatives des modes par rapport à la technique standard  $S^2$  qui n'en tient pas compte. Notons que cette meilleure précision est obtenue par une amélioration du traitement des données et non pas par la technique de mesure.

Puisque notre nouvelle technique et la technique standard  $S^2$  dépendent des interférences spectrales entre des HOMs et le mode fondamental, il existe une relation entre le nombre maximal de modes qui peuvent être caractérisés par la technique et la longueur de la fibre à tester en raison de la largeur de la fenêtre de Fourier. En particulier, si les interférences spectrales (voir figure 3.3b) sont mesurées sur une plage de fréquences comprise entre  $f_1$  et  $f_2$  avec  $N$  échantillons correspondant à une résolution  $\Delta f = |f_2 - f_1| / (N - 1)$ , sa transformée de Fourier correspondante dans le domaine temporel aura une résolution  $\Delta t$  de :

$$\Delta t = \frac{1}{(f_2 - f_1)N}, \quad (3-34)$$

et la largeur de la fenêtre temporelle sera :

$$t_{\max} = \frac{N}{2} \Delta t = \frac{1}{2(f_2 - f_1)}. \quad (3-35)$$

En conséquence, les deux techniques ne permettent que de déterminer les modes d'ordre supérieur pour lesquels le temps de retard  $\tau$  est inférieur à la largeur de la fenêtre temporelle  $t_{\max}$  et est supérieure à deux fois la résolution de la transformée de Fourier  $\Delta t$ . D'autre part, le temps de retard est lié à la différence de vitesse de groupe  $\Delta v$  entre un HOM et le mode fondamental et la longueur de la fibre  $L$  par l'équation suivante :

$$\tau \approx \frac{L\Delta v}{v^2}, \quad (3-36)$$

où  $v$  est la vitesse de groupe du mode fondamental. La condition finale pour qu'un mode d'ordre supérieur se propageant dans une fibre optique de longueur  $L$  puisse être observé par la nouvelle technique ainsi que par la technique  $S^2$  est donc :

$$2\Delta t = \frac{2}{(f_2 - f_1)N} < \frac{L\Delta v}{v^2} < t_{\max} = \frac{1}{2(f_2 - f_1)}. \quad (3-37)$$

Ainsi dans le cas où la fenêtre fréquentielle de balayage est fixée, la longueur de la fibre doit être inférieure à une valeur critique pour caractériser tous les modes possibles. Par exemple, si la plage de longueur d'onde de la mesure est comprise entre 1 550 nm et 1 555 nm avec 256 échantillons, la condition d'observation d'un mode est :

$$12,54 \cdot 10^{-15} < \frac{L\Delta v}{v^2} < 803 \cdot 10^{-15}. \quad (3-38)$$

### 3.4.2 Résultats expérimentaux

Pour la démonstration expérimentale, nous utilisons le schéma de principe présenté sur la figure 3.7. La source laser est une source à cavité externe commerciale accordable sur la bande C. Le faisceau se propage dans une fibre monomode standard dont le diamètre de mode est environ 10,4  $\mu\text{m}$ . Cette fibre est ensuite couplée avec la fibre à tester. Notons que le couplage peut s'effectuer de différentes manières : injection en espace libre au moyen d'une fibre microlentillée ou non, soudures, connecteurs, etc. Les images en champ proche de

la sortie de la fibre à tester sont agrandies par un objectif de microscope de grandissement 80. Une caméra infrarouge qui renvoie une image codée sur 8-bit-200x200 points est alors utilisée pour enregistrer les images sur l'ordinateur. Un logiciel a été développé par Stéphane Blin (postdoctorant au laboratoire) au cours de la thèse pour traiter ces images. Dans les paragraphes suivants nous analysons les mesures de deux fibres qui sont respectivement une fibre multimode à saut d'indice et une fibre micro-structurée de petit cœur.

### 3.4.2.1 Analyse modale d'une fibre multimode à saut d'indice

Le diamètre de cœur de la fibre multimode à saut d'indice dont nous voulons déterminer le contenu modal est de  $12 \mu\text{m}$  et la différence d'indice cœur /gaine est de  $9,8 \cdot 10^{-3}$ . En théorie, les quatre modes  $\text{LP}_{01}$ ,  $\text{LP}_{11}$ ,  $\text{LP}_{02}$  et  $\text{LP}_{21}$  se propagent dans cette fibre. On fait varier la longueur d'onde de la source laser de 1540 nm à 1550,24 nm à raison de 1024 étapes. Les longueurs de fibre utilisées dans l'expérience sont de 0,5 m et 1 m. L'intensité spatiale mesurée en tous les points du plan  $(x, y)$  par la caméra est enregistrée pour chaque longueur d'onde. L'intensité spectrale liée aux interférences entre les HOMs et le mode fondamental est ensuite récupérée comme on le voit sur la figure 3.9.

La figure 3.10 représente la transformée de Fourier du spectre optique mesuré pour la fibre de 0,5 m de longueur. Trois pics sont identifiés. Le temps de retard de 4,18 ps du troisième pic reste inchangé lorsque la longueur de la fibre est modifiée. D'après le principe de la technique, ce pic correspond donc à un mode parasite extrinsèque puisque sa position ne dépend pas de la longueur de la fibre. En analysant les autres maxima des pics et en utilisant l'algorithme simple présenté dans les équations 3-32, 3-33, tous les modes se propageant dans la fibre multimode sont extraits comme le montre la figure 3.11. Ces modes sont en bon accord avec la théorie qui prévoit l'existence des modes  $\text{LP}_{01}$ ,  $\text{LP}_{11}$  et  $\text{LP}_{02}$ . Le mode  $\text{LP}_{21}$  n'a pas été observé pour une fibre maintenue droite lors de l'expérience. Nous supposons que celui-ci n'était pas excité dans cette configuration.

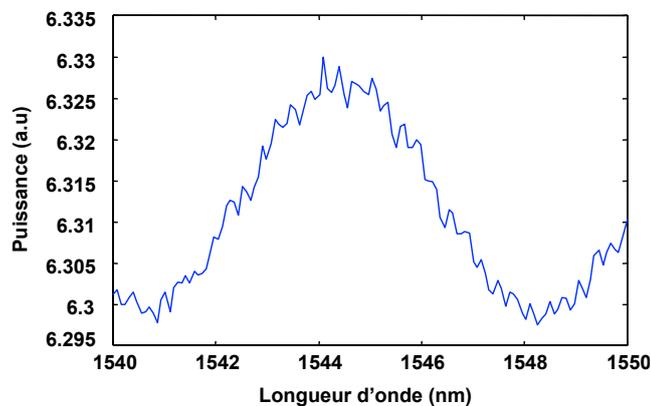


FIGURE 3.9 – Spectre optique de l'image en champ proche de la fibre à saut d'indice en un point arbitraire  $(x, y)$ .

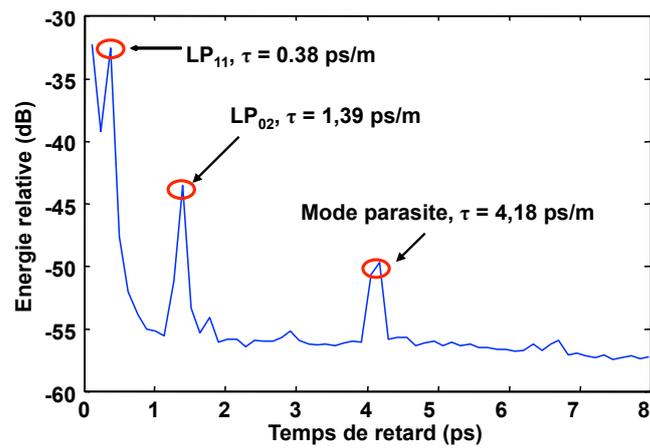


FIGURE 3.10 – Transformée de Fourier des spectres optiques mesurés en sortie de la fibre à saut d'indice .

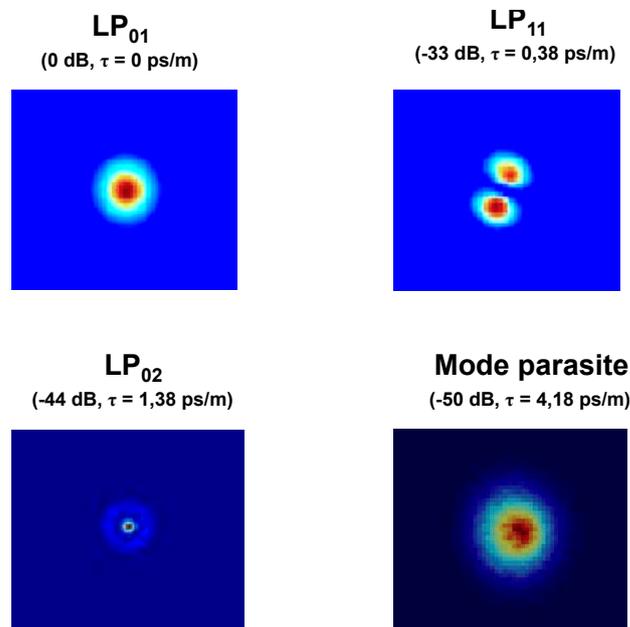


FIGURE 3.11 – Distributions d'intensité des modes extraits de la fibre à saut d'indice par la nouvelle technique d'analyse modale.

Afin de tester la répétabilité de la technique, la mesure a été automatisée et la fibre multimode à saut d'indice a été caractérisée cent fois de suite. La figure 3.12 montre que la variation de la puissance relative des modes d'ordre supérieur est inférieure à 1 dB. Cette répétabilité est confirmée tant que la fibre à tester ne supporte que quelques modes.

Pour confirmer la validité de la technique, nous allons trouver l'origine du mode parasite mis en évidence par la technique d'analyse modale dans la fibre à tester et alors démontrer que le mode suspect est un mode parasite par une autre manière. La figure 3.13 présente la variation de la puissance de la source laser utilisée dans notre mesure en fonction de la longueur d'onde. L'intensité varie périodiquement en fonction de la longueur d'onde avec

une période d'oscillation  $\Delta\lambda$  de 3,8 nm. Cette période conduit à un pic au temps de retard de 4,18 ps dans la transformée de Fourier soit exactement le temps de retard du troisième pic qui restait à identifier. Ceci met en évidence le fait que l'instabilité de la puissance de la source en fonction de la longueur d'onde correspond exactement à la position du mode parasite observé.

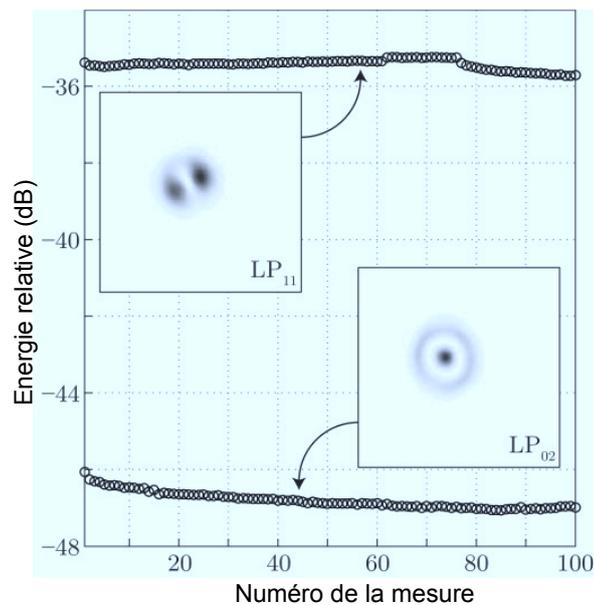


FIGURE 3.12 – Répétabilité de la technique pour la fibre multimode à saut d'indice, d'après [13].

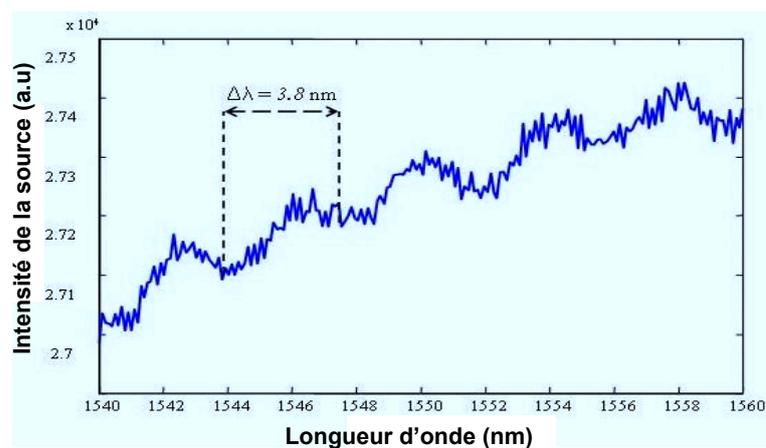


FIGURE 3.13 – Intensité de la source laser en fonction de la longueur d'onde mettant en évidence l'instabilité de la source.

### 3.4.2.2 Analyse modale de la fibre microstructurée

La deuxième fibre à tester est une fibre commerciale microstructurée de 1,5 m de longueur et dont le diamètre du mode fondamental, selon le constructeur, est  $2,8 \mu\text{m}$  et de forme triangulaire [13]. Pour réaliser la mesure, la longueur d'onde de la source est balayée à partir de 1544 nm avec un pas de 0,01 nm dans une gamme de 5,12 nm. La figure 3.14 montre les résultats expérimentaux.

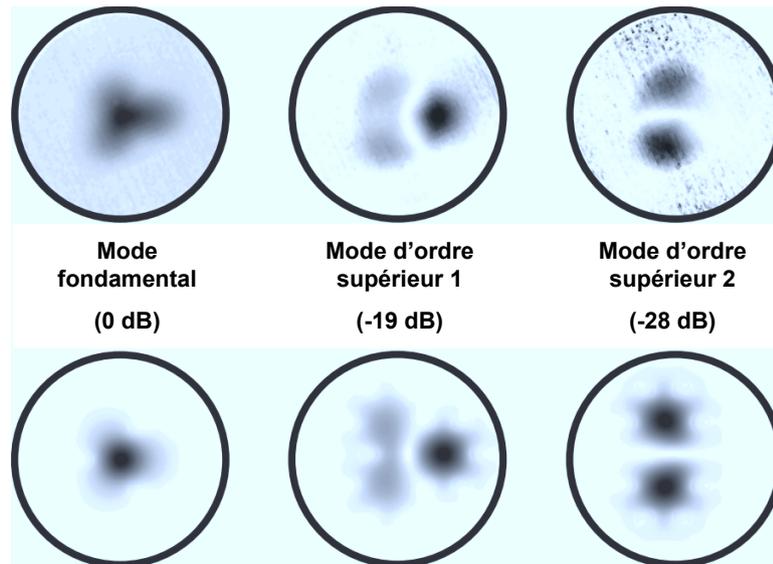


FIGURE 3.14 – Profil expérimental (en haut) et numérique (en bas) d'intensité des modes transverses pour la fibre microstructurée. Le diamètre de la fenêtre est d'environ  $5 \mu\text{m}$ , d'après [13].

On observe le mode fondamental ainsi que deux modes d'ordre supérieur. Il est à noter que ces fibres optiques sont souvent considérées comme des fibres monomodes en raison des fortes pertes de propagation des modes d'ordre supérieur. Toutefois, la propagation multimode existe et peut être délétère pour les fibres courtes dans certaines applications spécifiques.

Les modes théoriques de la fibre calculés par Perfos sont également simulés comme on peut le voir sur la figure 3.14 et un bon accord avec les résultats expérimentaux n'est trouvé que si l'indice de la fibre est supposé inhomogène transversalement. Pour la fibre parfaitement homogène, les modes d'ordre supérieur 1 et 2 auraient les mêmes profils d'intensité.

En conclusion, la nouvelle technique d'analyse modale a permis de surmonter plusieurs problèmes mis en évidence dans la technique  $S^2$  précédente tels que le temps de mesure, la répétabilité. La mesure prend plusieurs heures dans le cas de la technique  $S^2$ , tandis qu'elle ne dure que quelques minutes avec notre nouvelle technique. Par ailleurs nous avons montré que le fait de prendre en compte les interactions entre modes d'ordre supérieurs dans le traitement théorique des données améliorerait la précision des valeurs d'intensités relatives

des différents modes. La limitation principale de la technique est la nécessité d'avoir une source laser accordable qui n'est pas disponible dans certaines gammes de longueurs d'ondes.

## 3.5 Technique du produit scalaire

### 3.5.1 Principe de la technique

Dans ce paragraphe, nous présentons une autre technique fondée sur le calcul des produits scalaires [75] qui permet de confirmer les modes réels et d'exclure les modes parasites de la méthode d'analyse modale présentée ci-dessus. La technique est basée sur l'orthogonalité entre les différents modes se propageant dans une fibre optique.

Supposons que les amplitudes de deux modes se propageant dans la fibre soient reliées par une constante  $\alpha(x, y)$  et une phase relative  $\phi(x, y)$  telles que :

$$E_2(x, y) = E_1(x, y) \alpha(x, y) e^{i\phi(x, y)}, \quad (3-39)$$

Les intensités correspondantes peuvent être écrites comme suit :

$$I_1(x, y) = |E_1(x, y)|^2, \quad (3-40)$$

$$I_2(x, y) = E_2(x, y) E_2(x, y)^* = |E_1(x, y)|^2 \alpha^2(x, y). \quad (3-41)$$

Dans une fibre optique multimode, les différents modes se propageant dans la fibre sont orthogonaux au sens du produit scalaire. Cela se traduit par le fait que les amplitudes des deux modes  $E_1$ ,  $E_2$  doivent obéir à l'équation suivante :

$$S = \int E_1(x, y) E_2(x, y)^* dx dy = 0, \quad (3-42)$$

D'autre part, en utilisant les équations (3-39) et (3-41), on a la relation :

$$\int E_1(x, y) E_2(x, y)^* dx dy = \int [I_1(x, y) I_2(x, y)]^{1/2} e^{-i\phi(x, y)} dx dy, \quad (3-43)$$

et l'expression finale du produit scalaire devient donc :

$$S = \int (I_1 I_2)^{1/2} e^{-i\phi} dx dy = 0. \quad (3-44)$$

Tous les paramètres de l'expression du produit scalaire dans l'équation (3-44) peuvent être déterminés grâce à l'analyse de la transformée de Fourier des spectres optiques mesurés en sortie de la fibre. Les intensités  $I_1$ ,  $I_2$  sont calculées en utilisant les équations (3-39)-(3-41). La phase relative entre les deux modes est récupérée par le processus d'analyse de Fourier présenté par Nicholson et al. [72]. Celui-ci est basé sur le rôle de la phase relative dans les interférences entre les modes. En particulier, la phase relative  $\phi$  peut être obtenue simplement en déterminant la composante de phase de la transformée de Fourier des spectres

optiques en fonction de la position spatiale à un retard de groupe correspondant à un mode donné.

Les modes parasites peuvent être mis en évidence et éliminés en utilisant l'équation (3-44). Cette relation est utilisée comme critère pour choisir les pics appropriés et exclure des pics parasites de la courbe de la transformée de Fourier. Un pic maximal correspond à un mode réel seulement si le produit scalaire (expression 3-42) entre le mode extrait de ce pic et les autres modes réels est égal à zéro. En pratique, le produit scalaire peut être différent de zéro en raison de la différence entre les modes expérimentaux retrouvés et leur fonction mathématique.

Nous avons donc proposé un nouveau critère pour la valeur du produit scalaire entre deux modes réels. Au lieu de fixer la valeur de zéro pour le produit scalaire comme dans l'équation 3-44, le nouveau critère consiste en l'obtention d'une valeur du produit scalaire entre deux modes qui doit être minimale.

La figure 3.15 présente simultanément les résultats simulés des valeurs du produit scalaire entre les HOMs et le mode fondamental en fonction du retard de vitesse de groupe et la courbe de la transformée de Fourier des spectres optiques. La fibre simulée est supposée ne posséder que deux modes qui sont le  $LP_{01}$  et le  $LP_{11}$ . On peut voir clairement sur la figure 3.15 que le critère pour le produit scalaire entre différents modes est bien satisfait. La valeur du retard de vitesse de groupe correspondant au pic maximal de la transformée de Fourier est la même que celle correspondant au pic minimal de la courbe du produit scalaire.

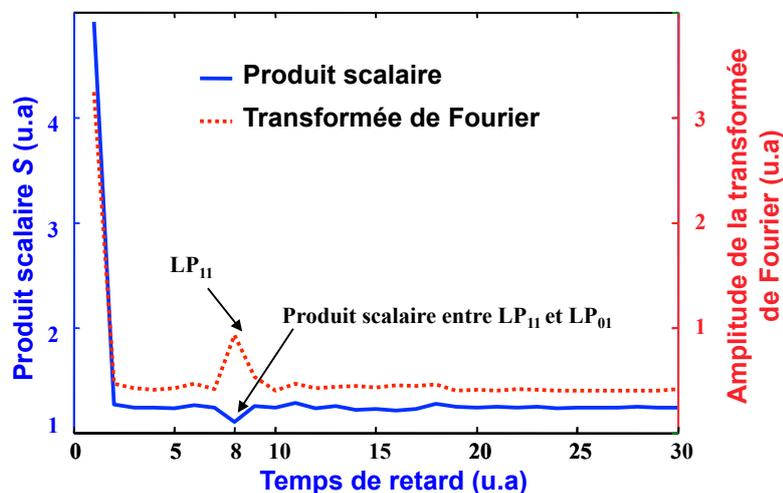


FIGURE 3.15 – Résultats simulés du produit scalaire et de la transformée de Fourier en fonction du retard de vitesse de groupe lorsque la fibre a deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ .

### 3.5.2 Démonstration expérimentale

Dans le paragraphe 3.4.2.1, trois modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et un mode suspect qui peut être un mode parasite ont été trouvés dans la fibre multimode standard à saut d'indice en

utilisant notre nouvelle technique d'analyse modale. Nous appliquons maintenant la technique du produit scalaire à la caractérisation modale de la fibre pour reconfirmer les modes réels et enquêter sur le mode suspect. La phase relative de chaque mode en chaque point spatial du plan transverse  $(x, y)$  est extraite à partir de la partie imaginaire de la transformée de Fourier des spectres optiques mesurés à la même position  $(x, y)$ . La figure 3.16 illustre les images des phases relatives des modes  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$ . Les distributions de phase mesurées sont bien en accord avec les distributions obtenues par la simulation pour lesquelles les phases changent clairement d'une valeur de  $\pi$  pour différentes positions correspondant au maximum et au minimum d'interférences entre les modes.

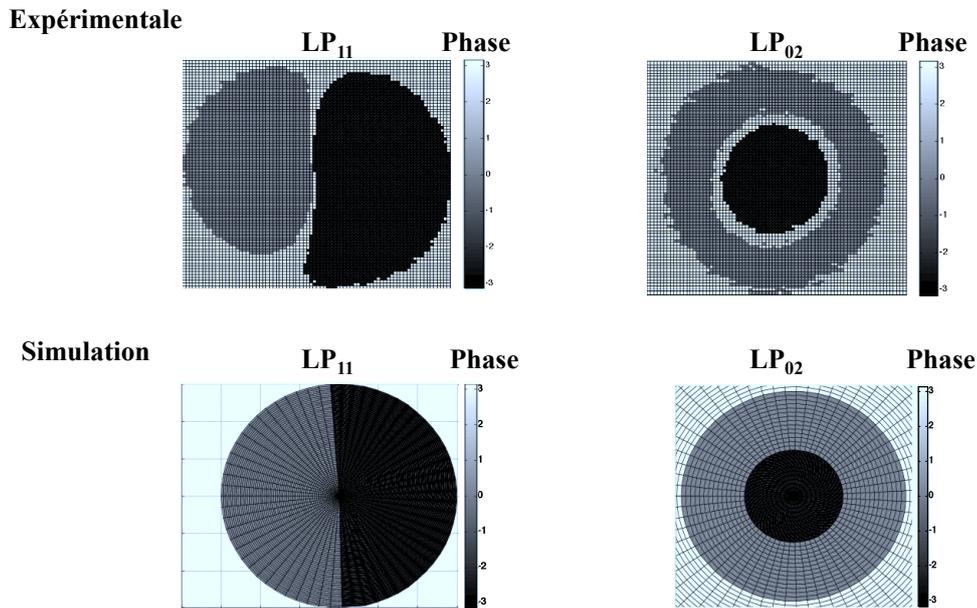


FIGURE 3.16 – Distribution de la phase simulée et mesurée dans le plan transverse des modes  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  pour la fibre multimode à saut d'indice.

Chaque valeur du temps de retard dans la courbe de la transformée de Fourier (voir la figure 3.10 ou la figure 3.17) correspond à une distribution d'intensité d'un "mode individuel". Ce mode individuel peut être un mode réel ou pas. En attribuant  $I_1$  dans l'équation (3-40) au mode fondamental  $LP_{01}$  et  $I_2$  aux autres modes individuels, le produit scalaire  $S_1$  entre les modes individuels et le mode fondamental est alors tracé sur la figure 3.18a. Un mode d'ordre supérieur réel doit obéir à deux conditions : son temps de retard correspond à un pic maximal de la courbe de la transformée de Fourier (d'après la technique d'analyse modale) et correspond également à une valeur minimale du produit scalaire entre celui-ci et le mode fondamental (d'après la technique du produit scalaire).

La technique du produit scalaire est également utilisée pour vérifier l'orthogonalité des modes avec le mode  $LP_{11}$  et avec le mode  $LP_{02}$ . Les courbes du produit scalaire entre les modes individuels et le mode  $LP_{11}$  d'une part et entre les modes individuels et le mode  $LP_{02}$  d'autre part sont tracées sur les figures 3.18b et 3.18c respectivement.

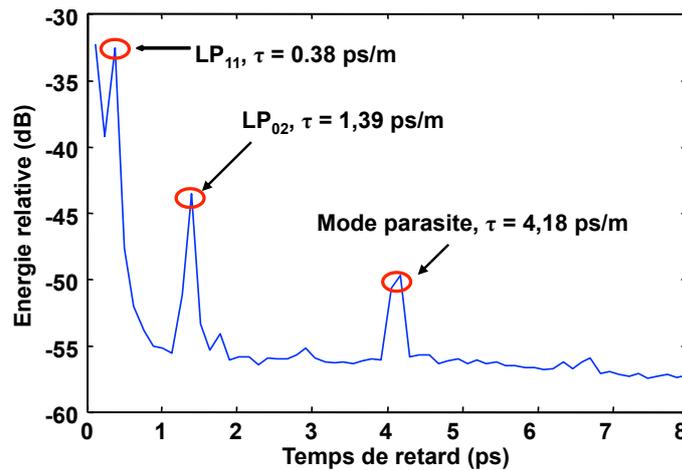


FIGURE 3.17 – Transformée de Fourier des spectres optiques mesurés en sortie de la fibre à saut d'indice .

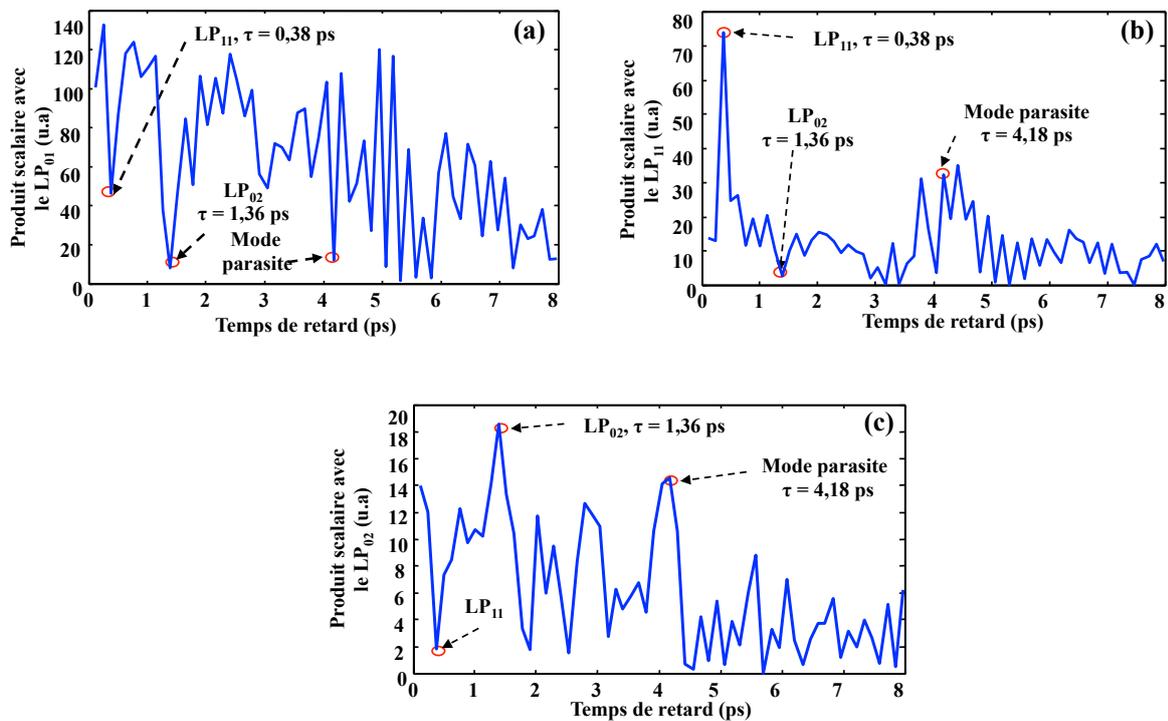


FIGURE 3.18 – Produit scalaire entre les modes individuels et le mode LP<sub>01</sub> (a), le mode LP<sub>11</sub> (b) et le mode LP<sub>02</sub> (c).

On notera que le produit scalaire d'un mode d'ordre supérieur avec lui-même donne un maximum pour le retard de vitesse de groupe correspondant. On peut voir clairement sur la figure 3.18 que les conditions du produit scalaire sont bien satisfaites pour les modes réels LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub> et LP<sub>02</sub>. En particulier, le temps de retard de 0,38 ps pour le mode LP<sub>11</sub> (d'après la figure 3.17) correspond à une valeur minimale du produit scalaire avec le mode

$LP_{01}$  (d'après la figure 3.18a) et avec le mode  $LP_{02}$  (d'après la figure 3.18c). Il correspond également à un pic maximal pour le produit scalaire du mode  $LP_{11}$  avec lui-même (d'après la figure 3.18b). Le produit scalaire au temps de retard de 1,39 ps (voir la figure 3.17) pour le  $LP_{02}$  est minimal pour le produit scalaire avec le  $LP_{01}$  (voir la figure 3.18a) ou avec le  $LP_{11}$  (voir la figure 3.18b) et il est maximal pour le produit scalaire avec lui-même. En conséquence, trois modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  trouvés dans la fibre à tester sont orthogonaux entre eux, on peut donc en conclure qu'ils correspondent à des modes réels.

Pour le mode suspect dans lequel le temps de retard est de 4,18 ps, son produit scalaire avec le  $LP_{01}$  est minimum (figure 3.18a), mais celui avec le  $LP_{11}$  (figure 3.18b) et avec le  $LP_{02}$  (figure 3.18c) est maximum. Ce mode est donc orthogonal avec le  $LP_{01}$  et n'est pas orthogonal avec le  $LP_{11}$  et le  $LP_{02}$ . Selon le principe de la technique du produit scalaire, le mode suspect est un mode parasite. Ce résultat est bien en accord avec le résultat obtenu dans la partie précédente

### 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude de la technique  $M^2$  qui permet de déterminer le facteur de qualité d'un faisceau en sortie d'une fibre optique et de vérifier ainsi si la fibre est monomode. La limitation de cette technique dans le calcul de la distribution d'énergie des modes ainsi que son imprécision dans quelques cas ont été discutées. Nous avons introduit la technique récente  $S^2$  qui nous intéresse en raison de sa capacité à identifier les distributions d'intensité des modes se propageant et à calculer précisément l'énergie relative de chaque mode d'ordre supérieur par rapport au mode fondamental. Cette technique est basée sur les interférences spectrales entre les différents modes et les interférences spatiales dans le plan de sortie de la fibre en champ proche. Cependant, la technique prend du temps et il est difficile d'aligner des dispositifs optiques lors du balayage mécanique dans deux dimensions spatiales pour enregistrer les spectres optiques en chaque point de l'espace. Nous ne pouvons donc pas l'appliquer pour des fibres ou des guides très fortement non-linéaires dans lesquelles le diamètre de cœur est généralement petit.

Nous avons développé une nouvelle technique qui est une alternative à la technique  $S^2$  pour surmonter les problèmes ci-dessus. La nouvelle technique est plus simple et plus rapide que la technique standard  $S^2$  et elle est appropriée à toutes les fibres optiques. Nous avons amélioré la précision des valeurs relatives des intensités des différents modes en prenant en compte les interactions entre modes d'ordre supérieur dans l'étude théorique. Nous présentons également la technique du produit scalaire qui peut être combinée avec la nouvelle technique d'analyse modale pour exclure des modes parasites et permettre d'obtenir des mesures plus précises. Ces nouvelles techniques sont utilisées dans le chapitre suivant pour caractériser des fibres non-linéaires.



## Chapitre 4

# Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires

Dans les chapitres précédents, nous avons discuté de plusieurs conditions importantes pour favoriser des effets optiques non-linéaires dans des fibres et guides optiques tels que le rendement de couplage (chapitre 2) et le nombre de modes se propageant dans les fibres et les guides (chapitre 3). Deux autres paramètres importants qui régissent les effets non-linéaires sont le coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma$  et la dispersion  $D$ .

Dans ce chapitre, nous présenterons les nouvelles méthodes que nous avons mises au point permettant de mesurer simplement le coefficient non-linéaire Kerr et la dispersion de fibres optiques ainsi que le coefficient de chirp temporel de la source laser qui est un des paramètres régissant la forme du signal. Dans un second temps, nous présenterons les caractérisations des fibres microstructurées en verre de chalcogénure fabriquées conjointement par Perfos et le laboratoire SCR (Sciences Chimiques de Rennes de l'Université de Rennes 1). Ces mesures concernent le diamètre de mode, l'aire effective, les pertes, le coefficient Kerr et la dispersion chromatique des fibres. A cette occasion, nous avons pu observer l'effet d'automodulation de phase (SPM) et pour la première fois, à notre connaissance, l'effet du mélange à quatre ondes dans des fibres en verres de chalcogénures dans notre laboratoire. Nous finirons ce chapitre en présentant les conditions nécessaires pour observer des effets non-linéaires dans des guides en polymères.

### 4.1 Méthodes de mesure du coefficient non-linéaire Kerr et de la dispersion chromatique de fibres et guides optiques

Plusieurs techniques de mesure du coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma$  ont été développées. Ces techniques sont généralement basées sur des effets non-linéaires d'ordre 3 telles que le

mélange à quatre ondes [78, 32], l'instabilité de modulation [79], la compression de soliton [80] ou l'automodulation de phase (SPM) [81]. Les techniques présentées dans les références [78]-[80] permettent de mesurer simultanément le coefficient non-linéaire  $\gamma$  et la dispersion chromatique  $D$ . Cependant, la technique basée sur le mélange à quatre ondes [78, 32] n'est valable que dans les fibres de faible dispersion chromatique et la technique basée sur l'instabilité de modulation [79] est très sensible aux effets de polarisation et à l'effet Brillouin. La méthode basée sur la compression de soliton décrite dans la référence [80] est fiable pour des valeurs de dispersion supérieures à  $0,5 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  mais elle exige que les pertes linéiques des fibres soient faibles et l'absorption de deux photons (TPA) négligeable. En raison de ces restrictions, la précision de la mesure n'est pas garantie pour les fibres en verre de chalcogénure dans lesquelles la dispersion peut être très différente de zéro, les pertes linéiques des fibres peuvent être grandes et l'absorption de deux photons n'est pas négligeable dans certains cas. Parmi les différentes méthodes de mesure du coefficient  $\gamma$ , la méthode fondée sur l'élargissement spectral [81] dû à la SPM est simple à mettre en œuvre. Cette méthode fonctionne pour toutes les valeurs de dispersion et de pertes linéiques de la fibre mais elle ne permet pas de calculer simultanément le couple  $(D, \gamma)$ . De plus, la méthode est très sensible à la forme temporelle et spectrale du signal de la source.

Dans notre étude, nous nous intéressons à l'automodulation de phase et au mélange à quatre ondes. Nous présenterons dans cette partie les trois nouvelles méthodes de mesure du coefficient non-linéaire  $\gamma$  et de la dispersion  $D$  qui permettent de s'affranchir des problèmes rencontrés dans les méthodes précédentes. Elles sont constituées :

- d'une technique d'amélioration de la précision de la mesure du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques [82, 83],
- d'une technique de mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'effet d'automodulation de phase [84, 85]
- et d'une technique de mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'effet du mélange à quatre ondes [86].

#### **4.1.1 Amélioration de la précision de la mesure du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques**

Une méthode basée sur la SPM a été proposée par R. H. Stolen et al. [81] pour mesurer le coefficient non-linéaire Kerr. Cette méthode consiste à mesurer les spectres expérimentaux en sortie de fibre pour différentes valeurs de puissance d'entrée et à les comparer aux spectres simulés à partir de l'équation non-linéaire de Schrödinger [2]. Ces spectres sont d'autant plus élargis par SPM que la puissance injectée à l'entrée de la fibre est grande. Ils dépendent également de la forme temporelle et spectrale du signal d'entrée. La méthode est donc sensible à la forme temporelle et spectrale du signal d'entrée et plusieurs valeurs de  $\gamma$  peuvent convenir pour minimiser l'écart entre spectres théoriques et expérimentaux ce qui conduit à une erreur de mesure du coefficient  $n_2$  qui peut aller jusqu'à un facteur 2 voire plus

[81]. La connaissance du coefficient de chirp temporel de la source [2] permet de lever cette indétermination. Nous commençons d'abord par une présentation de la technique de mesure de  $\gamma$  par la méthode existante basée sur la SPM classique [81] et ensuite nous proposons, pour la première fois à notre connaissance, une procédure très simple de mesure du coefficient  $\gamma$  qui permet de lever cette indétermination sans nécessiter l'emploi d'un appareil aussi coûteux qu'un FROG (Frequency Resolved Optical Gating) pour déterminer le chirp de la source et améliorer ainsi la précision de mesure du coefficient  $\gamma$  par rapport à la technique précédente.

#### 4.1.1.1 Mesure de $\gamma$ par SPM par la technique classique

La non-linéarité du troisième ordre dans une fibre optique conduit à l'effet d'automodulation de phase (SPM). Cet effet induit un élargissement des spectres lorsqu'une impulsion optique se propage dans une fibre non-linéaire. En présence d'une dispersion de vitesse de groupe (GVD), les modulations spectrales sont liées aux effets combinés de la SPM et de la GVD et sont régies par l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS) [2]. L'élargissement spectral dépend du coefficient non-linéaire, de la dispersion chromatique de la fibre  $D$ , de la forme de l'impulsion à l'entrée de la fibre, de la longueur  $L$  de la fibre et de l'atténuation du signal dans la fibre. Cet élargissement est simulé par la méthode split-step Fourier [2], qui permet de résoudre l'ENLS. Soit une impulsion gaussienne avec un chirp linéaire représentée par l'amplitude  $u(0, t)$  à l'entrée d'une fibre :

$$u(0, t) = \exp \left[ -\frac{(1 + iC)}{2} \frac{t^2}{T_0^2} \right], \quad (4-1)$$

où  $C$  est le coefficient du chirp inconnu et  $T_0$  la durée de l'impulsion connue. Supposons que  $\gamma$  soit le seul paramètre inconnu de la fibre. Les spectres mesurés pour différentes valeurs de puissances d'entrée dépendent alors des deux paramètres inconnus  $(C, \gamma)$ . La comparaison des spectres mesurés et des spectres simulés et un algorithme permettant de minimiser l'écart entre les spectres vont être utilisés pour trouver les paramètres  $(C, \gamma)$ . C'est le principe de la technique classique proposée par R. H. Stolen et al. [81].

Comme indiqué dans cette technique, la valeur unique du couple  $(C, \gamma)$  conduisant à la meilleure similarité entre les spectres mesurés et simulés est extraite. Cependant, comme nous l'avons souligné auparavant, plusieurs couples  $(C, \gamma)$  peuvent conduire à des spectres très semblables en sortie de la fibre. La figure 4.1 représente l'intensité normalisée en fonction de la fréquence du signal, décalée par rapport à la fréquence centrale correspondant à la longueur d'onde de 1 550 nm. Il s'agit d'un exemple dans lequel deux spectres très semblables sont obtenus avec deux couples  $(C, \gamma)$  différents. Cela signifie que la technique classique ne permet pas d'extraire le coefficient non-linéaire et le chirp  $C$  en même temps avec une bonne fiabilité. Une erreur importante sur la valeur du coefficient  $n_2$  peut en découler, comme mentionné dans la référence [87] où l'erreur peut aller jusqu'à un facteur 2 voire plus pour la valeur de  $n_2$  en raison de plusieurs valeurs convenables de  $\gamma$  et de chirp  $C$  correspondant.

Pour mettre ce problème en évidence, nous avons mesuré le coefficient non-linéaire d'une fibre microstructurée en verre de chalcogénure AsSe [14] par la méthode classique.

Le schéma expérimental est représenté sur la figure 4.2. La source est un laser à fibre à modes bloqués accordable en longueur d'onde autour de  $1,55 \mu\text{m}$  délivrant des impulsions de  $5,8 \text{ ps}$  de largeur totale à mi-hauteur avec un taux de répétition de  $19,3 \text{ MHz}$ . La puissance crête des impulsions envoyées dans la fibre est contrôlée à l'aide d'un atténuateur variable. Les spectres, élargis par automodulation de phase, sont enregistrés sur un analyseur de spectre optique en fonction de la puissance crête envoyée dans la fibre. La fibre mesurée est une fibre microstructurée en verre de chalcogénure AsSe très fortement non-linéaire [14] de  $68 \text{ cm}$  de longueur dont les pertes linéiques  $\alpha$  sont de  $15 \text{ dB.m}^{-1}$  et dont la dispersion chromatique  $D$  est de  $-2 \text{ 100 ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Le signal est couplé en entrée et en sortie en espace libre. Les pertes fibre à fibre sont de  $5 \text{ dB}$ .

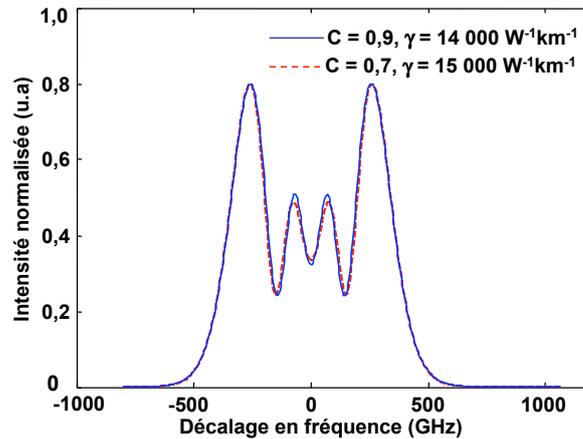


FIGURE 4.1 – Spectres simulés en sortie d'une fibre non-linéaire de  $68 \text{ cm}$  de long ( $\alpha = 15 \text{ dB.m}^{-1}$ ;  $D = -2 \text{ 000 ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ ) avec  $C = 0,9$ ,  $\gamma = 14 \text{ 000 W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  (ligne continue) et  $C = 0,7$ ,  $\gamma = 15 \text{ 000 W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  (ligne pointillée) lorsque la puissance crête de l'impulsion d'entrée est de  $4,9 \text{ W}$ .

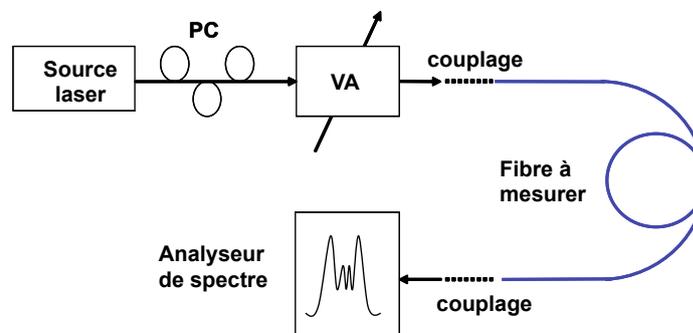


FIGURE 4.2 – Montage expérimental. VA : atténuateur variable. PC : contrôleur de polarisation.

Le spectre d'entrée mesuré et les spectres d'entrée simulés pour une impulsion gaussienne dont le chirp  $C$  est de 0,4, respectivement 1,1, sont tracés sur la figure 4.3. Différents spectres sont enregistrés en sortie de la fibre non-linéaire avec différentes puissances d'entrée. Ces spectres sont alors comparés aux spectres simulés après propagation dans la fibre obtenus par la méthode de split-step Fourier. La difficulté à distinguer les spectres simulés les plus semblables aux spectres expérimentaux est illustrée sur la figure 4.4. Les mêmes spectres expérimentaux sont aussi bien adaptés aux spectres simulés en prenant une valeur de  $C = 0,4$  (figure 4.4a) qu'une valeur de  $C = 1,1$  (figure 4.4b) qui conduisent à des valeurs différentes de  $\gamma$  de  $17\,200\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et  $12\,800\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  respectivement. La connaissance du chirp est donc indispensable pour déterminer plus précisément  $\gamma$ . Nous allons déterminer l'influence de l'incertitude de la connaissance de  $C$ , par exemple dans une gamme de  $C$  de 0,4 à 1,4, sur l'incertitude de la valeur de  $\gamma$  trouvée.

Pour cela, dans notre simulation nous faisons varier le chirp  $C$  dans cette gamme avec un pas donné. Pour chaque valeur  $C_i$ , nous obtenons  $n$  spectres simulés correspondant à  $n$  puissances d'entrée différentes et  $n$  spectres mesurés. L'écart  $\delta_{ij}$  entre l'expérience et la simulation pour chaque spectre est déterminé par la méthode des moindres carrés par la formule [88] :

$$\delta_{ij} = \frac{\|u_{eij}(\lambda) - u_{sij}(\lambda)\|}{\|u_{eij}(\lambda)\|}, \quad (4-2)$$

où la norme  $\|u\|$  est définie par  $\|u\| = \left(\int |u(t)|^2 dt\right)^{1/2}$ ,  $\delta_{ij}$ ,  $u_{eij}$ ,  $u_{sji}$  sont respectivement l'écart, l'amplitude mesurée et l'amplitude simulée pour le spectre d'ordre  $i$ . L'écart moyen pour tous les spectres correspondant aux chirp  $C_i$  est ensuite calculé par la formule  $\delta_i = \sum \delta_{ij}/n$ .

La figure 4.5 représente un exemple de l'écart  $\delta_i$  calculé par la méthode des moindres carrés sur une gamme de  $\gamma$  allant de  $10\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  à  $19\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  pour  $C = 0,5$ . Nous trouvons une valeur minimum de  $\delta_i$  de 0,35. Ces calculs sont répétés sur une gamme de chirp allant de  $-0,4$  à  $1,4$  par exemple. L'écart minimum pour chacune de ces courbes nous permet de tracer la courbe de désaccord minimum  $\delta_{iM}$  en fonction du chirp  $C$  (voir la figure 4.6). On remarque que la valeur minimum  $\delta_{iMM}$  de l'écart  $\delta_{iM}$  est différente de zéro. Ceci s'explique par une incertitude, lors de la simulation, sur la forme de l'impulsion d'entrée ainsi que des incertitudes de mesure de la dispersion, de la puissance d'entrée, de la longueur ou de l'atténuation de la fibre. Compte tenu de la forme de la courbe de la figure 4.6 (minimum peu marqué), et compte tenu des incertitudes évoquées précédemment, il paraît difficile d'établir une valeur précise et fiable du minimum  $\delta_{iMM}$ . En effet, deux valeurs très proches de  $\delta_{iMM}$  peuvent conduire à des valeurs très différentes de chirp  $C$ . Par exemple une variation de l'écart minimum de 5% au dessus de 0,33 correspond à une plage de valeurs de chirp allant de 0,4 à 1,1. Par la suite, les valeurs d'écart minimum seront prises avec une marge d'erreur de 5% au-dessus de la valeur minimum  $\delta_{iMM}$ . Ceci correspond, d'après la figure 4.7, à des valeurs de  $\gamma$  allant de  $12\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  à  $17\,800\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ , soit une

incertitude de l'ordre de  $\pm 20\%$  sur la valeur de  $\gamma$ .

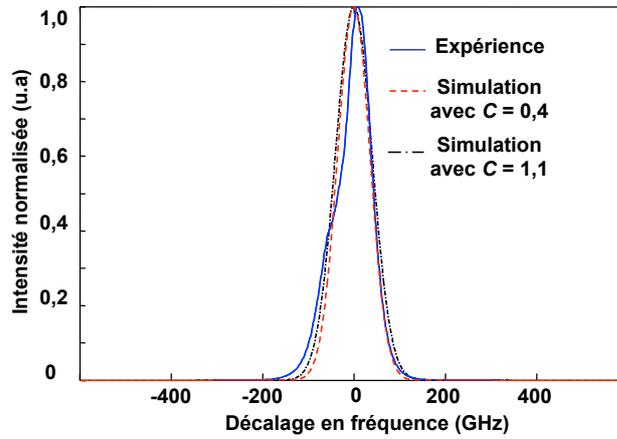


FIGURE 4.3 – Spectres mesuré et simulés pour des impulsions gaussiennes de chirp linéaire  $C = 0,4$  et  $C = 1,1$ .

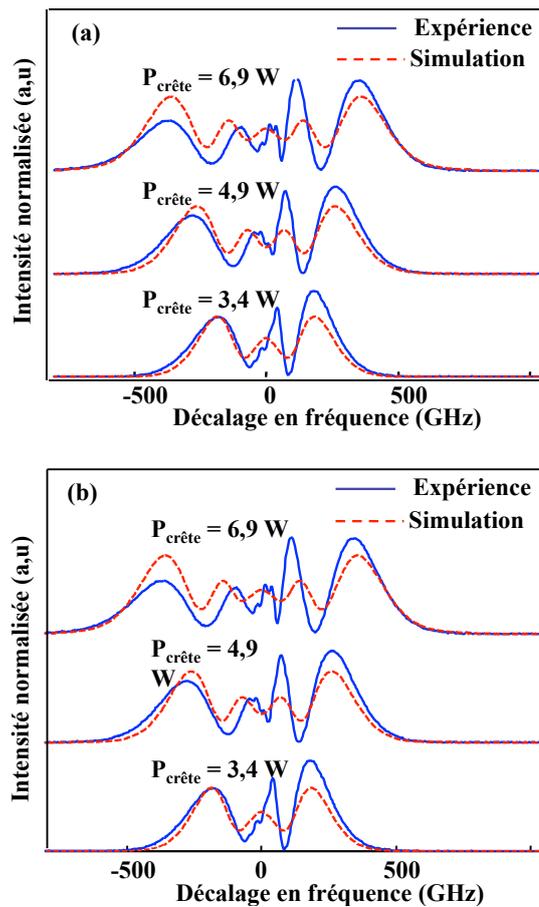
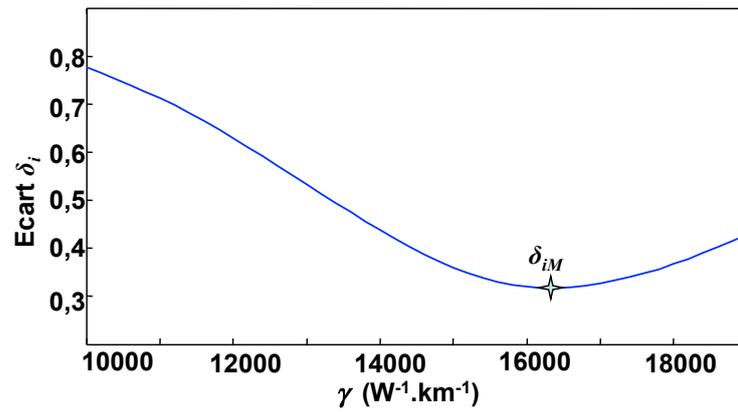
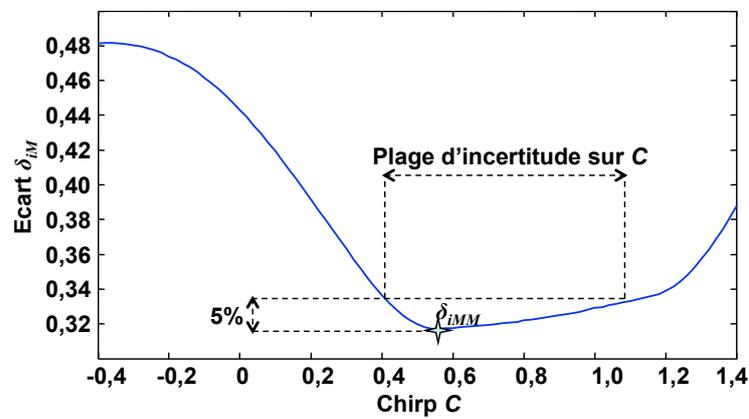
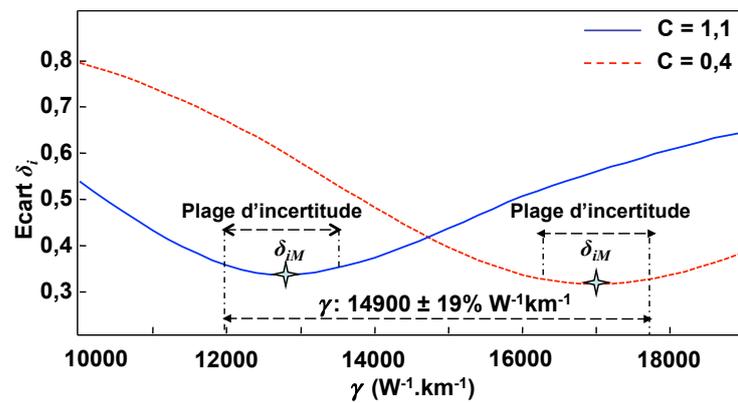


FIGURE 4.4 – Spectres de SPM mesurés et simulés en sortie de la fibre AsSe pour (a)  $C = 0,4$  et (b)  $C = 1,1$  avec  $\gamma = 17\,200\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  (a) et  $12\,800\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  (b).

FIGURE 4.5 – Ecart  $\delta_i$  en fonction de  $\gamma$  pour la fibre en verre AsSe pour  $C = 0,5$ .FIGURE 4.6 – Ecart  $\delta_{iM}$  en fonction du chirp pour la fibre en verre de AsSe.FIGURE 4.7 – Ecart  $\delta_i$  en fonction du  $\gamma$  pour la fibre en verre de AsSe pour  $C = 0,4$  et  $C = 1,1$ .

Nous venons de montrer qu'une large gamme de valeurs de  $\gamma$  permet d'ajuster les spectres expérimentaux et les spectres simulés en fonction de la valeur du chirp de la source. Nous en déduisons qu'une meilleure connaissance de la valeur du chirp de la source permettrait d'obtenir une incertitude plus faible que 40% sur la valeur du coefficient  $\gamma$ .

#### 4.1.1.2 Principe de la nouvelle technique de mesure de $\gamma$ par SPM

Nous surmontons le problème de la méthode classique en ajoutant une étape pour déterminer le chirp de la source. Le principe de la technique est basé sur une comparaison entre les spectres simulés et les spectres mesurés d'une fibre de référence. Pour la fibre de référence tous les paramètres ( $\alpha$ ,  $D$ ,  $\gamma$ ) sont bien connus, par exemple une fibre monomode standard (SMF). Par conséquent, la seule variable restante dans la simulation est le chirp. L'écart entre les spectres simulés et expérimentaux en fonction du chirp  $C$  est donc calculé numériquement en utilisant la méthode des moindres carrés. Les résultats définitifs sont les valeurs du chirp autour de l'écart minimum. La gamme du chirp calculé est maintenant beaucoup plus réduite par rapport à la méthode classique en raison de la connaissance du coefficient  $\gamma$  de la fibre de référence qui permet de réduire le nombre de variables dans la simulation à partir de deux variables ( $C, \gamma$ ) à une variable  $C$ .

La fibre de référence est ensuite remplacée par la fibre à mesurer dont le coefficient non-linéaire  $\gamma$  est inconnu. La simulation est faite avec le chirp calculé à l'étape précédente avec une seule variable  $\gamma$ . L'écart entre les spectres simulés et mesurés est alors déterminé en fonction de  $\gamma$ . La valeur minimum de l'écart permet de trouver le coefficient non-linéaire  $\gamma$ .

Notons que le chirp de la source peut également être mesuré par un FROG, mais la solution que nous proposons a l'avantage de ne pas nécessiter un système aussi coûteux.

#### 4.1.1.3 Résultats expérimentaux de la nouvelle méthode

Pour comparer la précision de la nouvelle méthode avec celle de la méthode classique, le coefficient non-linéaire  $\gamma$  de la même fibre chalcogénure que celle utilisée dans la méthode classique est mesuré avec la nouvelle méthode. Le montage expérimental est le même que celui présenté dans la méthode classique (voir la figure 4.2), mais la fibre à mesurer est respectivement une fibre SMF de 2 km de longueur et la fibre en verre de chalcogénure de 68 cm de longueur. Le coefficient non-linéaire de la fibre SMF est  $1,3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  [14], sa dispersion chromatique est de  $17 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  et l'atténuation linéique est de  $0,2 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ . Le chirp de la source est d'abord mesuré en utilisant la fibre de référence SMF comme une fibre à mesurer. L'écart  $\delta_{iM}$  entre les spectres simulés et les spectres mesurés en sortie de la fibre de référence SMF est tracé en fonction du chirp comme l'illustre la figure 4.8. Cette courbe conduit à une valeur de chirp  $C$  plus précise, comprise entre 0,6 et 0,7 avec le même écart de 5% au-dessus de 0,26, par rapport à la valeur du chirp calculée dans la méthode classique. Les spectres correspondant au chirp  $C$  de 0,6 sont présentés sur la figure 4.9.

La fibre SMF est ensuite remplacée par la fibre en verre de AsSe pour mesurer son

coefficient non-linéaire. Le même processus que celui utilisé pour la SMF est utilisé, mais la valeur du chirp ( $C = 0,65 \pm 0,05$ ) est connue et le coefficient non-linéaire  $\gamma$  est maintenant la seule variable. La gamme de valeurs du chirp correspond à des valeurs de  $\gamma$  allant de  $14\,400 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  à  $16\,600 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  (voir la figure 4.10). La figure 4.11 illustre les spectres simulés et les spectres mesurés pour  $C = 0,6$  et  $C = 0,7$  avec un  $\gamma$  correspondant de  $15\,800 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  et  $15\,200 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  respectivement.

En conclusion, pour une même erreur initiale de mesure de 5%, l'incertitude sur  $\gamma$  est réduite de  $\pm 20\%$  pour la méthode classique à  $\pm 5\%$  pour la nouvelle méthode. De plus, cette méthode peut s'appliquer à toute autre fibre ou guide sans restriction sur la dispersion chromatique sous réserve de pouvoir observer un élargissement spectral par automodulation de phase. L'effet de l'absorption à deux photons peut être pris en compte dans la simulation. Cependant, la méthode est limitée à l'approximation d'un chirp linéaire. La simulation avec un chirp non-linéaire reste un défi à relever.

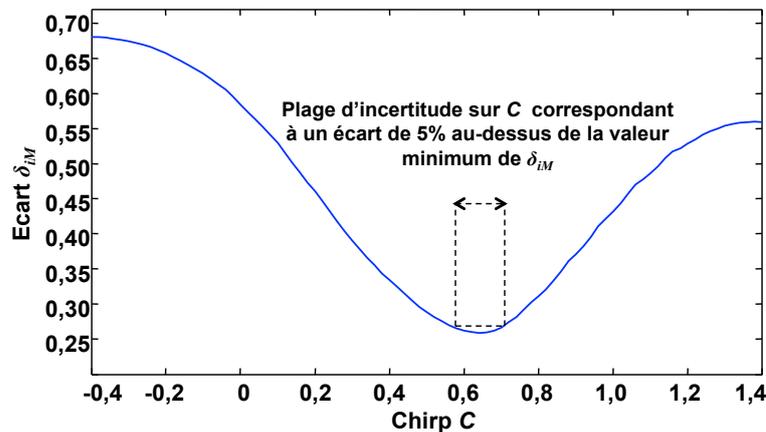


FIGURE 4.8 – Ecart  $\delta_{iM}$  en fonction du chirp  $C$  pour la SMF.

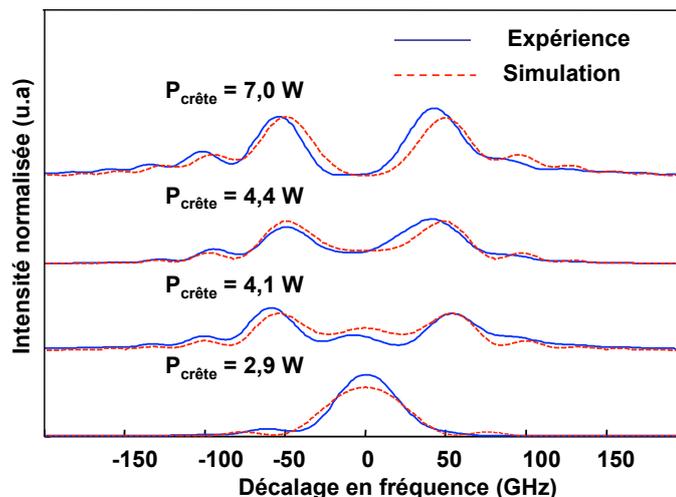


FIGURE 4.9 – Spectres SPM simulés et mesurés en sortie de SMF avec  $C = 0,6$ .

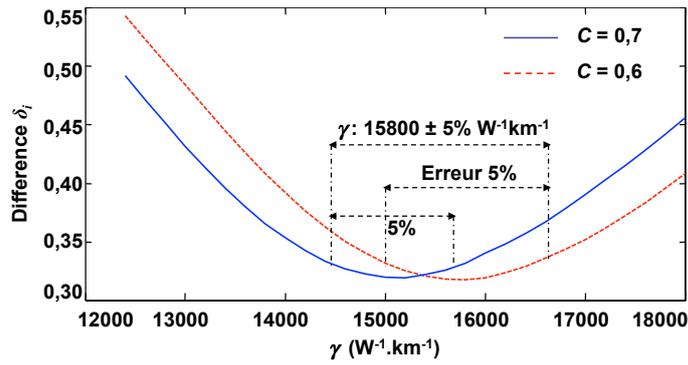


FIGURE 4.10 – Ecart  $\delta_i$  en fonction de  $\gamma$  pour la fibre en verre de AsSe avec  $C = 0,6$  et  $C = 0,7$ .

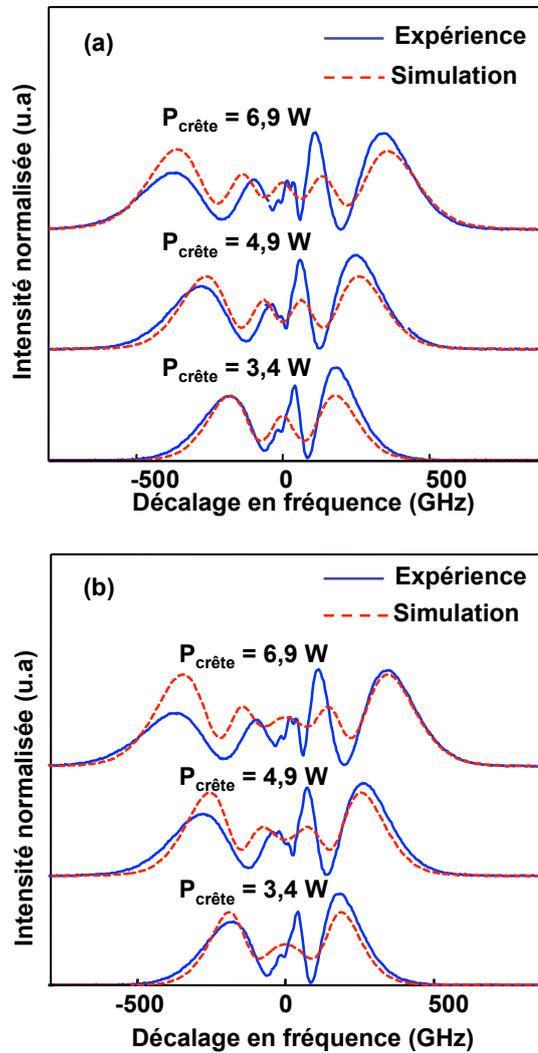


FIGURE 4.11 – Spectres SPM mesurés et expérimentaux en sortie de la fibre AsSe pour (a)  $C = 0,6$  et (b)  $C = 0,7$  avec  $\gamma$  de  $15\,800 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  (a) et  $15\,200 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  (b).

### 4.1.2 Méthode numérique de mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'effet d'automodulation de phase

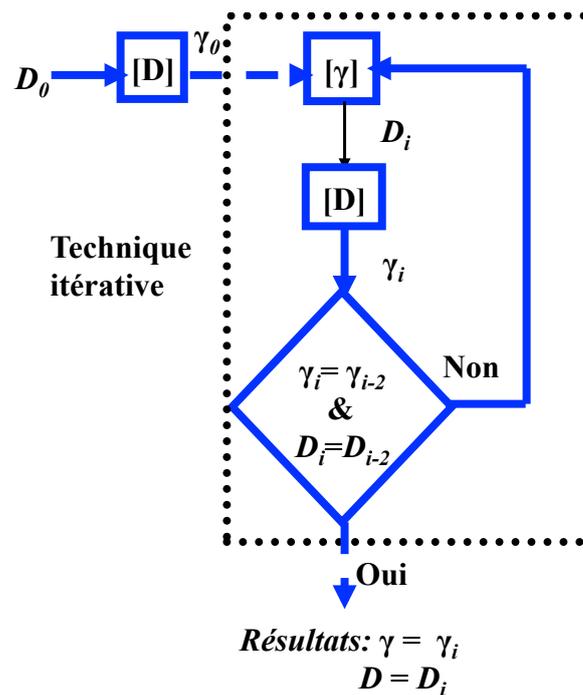
Certaines techniques de mesure simultanée de  $D$  et  $\gamma$  dans les fibres sont basées sur les effets non-linéaires tels que l'effet du mélange à quatre ondes [78, 32] et l'instabilité de modulation [79]. Néanmoins, l'effet d'automodulation de phase (SPM), qui est simple à mettre en œuvre, n'a pas été exploité, à notre connaissance, pour mesurer à la fois  $D$  et  $\gamma$ . Une valeur précise de  $D$  est nécessaire dans la mesure de  $\gamma$  par la méthode basée sur l'effet de SPM proposée par R. H. Stolen et al. [81] ou par la méthode de SPM totalement expérimentale proposée par T. N. Nguyen et al. [89]. Nous avons proposé, pour la première fois à notre connaissance, une nouvelle méthode numérique fondée sur l'effet de SPM permettant de mesurer simultanément  $D$  et  $\gamma$ . Cette méthode n'est pas limitée aux valeurs particulières de la dispersion et offre de nombreux avantages tels que la simplicité du montage expérimental et la rapidité de la mesure.

#### 4.1.2.1 Principe de la nouvelle méthode numérique

Nous rappelons ici que grâce à la méthode split-step Fourier, l'élargissement spectral en sortie de la fibre non-linéaire peut être simulé lorsque la forme de l'impulsion d'entrée et les valeurs de  $D$  et de  $\gamma$  sont connues. Cette simulation peut être associée à des mesures expérimentales d'élargissement spectral par SPM pour en déduire le paramètre  $\gamma$  si la dispersion  $D$  est connue, comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent. En effet, si  $D$  est connue, en faisant varier la variable restante  $\gamma$  dans une certaine gamme avec un pas donné, on peut obtenir plusieurs spectres simulés correspondant à un spectre expérimental donné. La valeur de  $\gamma$  calculée est celle qui correspond à la meilleure adéquation entre les spectres simulés et mesurés. La différence entre la mesure et la simulation pour chaque spectre est déterminée par la méthode des moindres carrés. La valeur de  $\gamma$  correspond à la différence minimum. Pour améliorer la précision, la méthode peut être répétée avec plusieurs valeurs de puissance d'entrée. Nous appellerons  $[D]$  le processus qui permet de trouver  $\gamma$  lorsque la dispersion  $D$  est connue.

Inversement, nous avons vérifié que, si  $\gamma$  est connu, la variable  $D$  peut être déterminée par la technique précédente (minimisation de l'écart entre spectres théoriques et expérimentaux). Nous appellerons  $[\gamma]$  le processus qui permet de trouver la dispersion  $D$  lorsque la valeur de  $\gamma$  est connue.

Nous proposons ici une nouvelle méthode qui permet de mesurer simultanément  $D$  et  $\gamma$  lorsque ces deux paramètres sont inconnus. Une technique itérative est utilisée pour résoudre ce problème en trouvant des approximations successives de la solution à partir d'une valeur initiale arbitraire. Un schéma de principe de la méthode est proposé sur la figure 4.12. Dans un premier temps, la dispersion est choisie à une valeur initiale arbitraire  $D_0$ . En utilisant le processus  $[D]$ , on obtiendra alors une valeur de  $\gamma$ . Une meilleure approximation de  $D$  est



**[D]**: recherche de  $\gamma$  lorsque  $D$  est connu.  
**[ $\gamma$ ]** : recherche de  $D$  lorsque  $\gamma$  est connu.

FIGURE 4.12 – Schéma de principe de la méthode itérative.

calculée en utilisant le processus  $[\gamma]$  avec la valeur  $D$  précédente. L'itération est répétée  $n$  fois lors de l'algorithme de calcul. Lorsque  $n$  devient assez grand,  $D_n$  et  $\gamma_n$  convergent vers les valeurs finales de la fibre à mesurer.

Le paramètre initial peut être la dispersion  $D_0$  ou le coefficient non-linéaire  $\gamma_0$ . Si la dispersion de la fibre à mesurer est négative ou nulle, nous préférons prendre comme paramètre initial  $D_0$  (négatif ou nul dans ce cas) plutôt que  $\gamma_0$  en raison du fait que la sensibilité de l'élargissement spectral à la dispersion est plus faible que la sensibilité de l'élargissement spectral au coefficient non-linéaire Kerr. Les valeurs de  $(D, \gamma)$  vont converger vers les valeurs réelles indépendamment du choix des valeurs initiales de  $D_0$  pourvu que  $D_0 \leq 0$ . L'indépendance vis-à-vis de  $D_0$  du calcul dans ce cas sera étudiée dans les sections suivantes. Dans l'autre cas où la dispersion de la fibre est positive, la valeur initiale  $D_0$  doit être positive strictement. En effet, nous avons constaté qu'une valeur initiale  $D_0$  égale à zéro ne permet pas de faire converger l'algorithme. Dans ce cas nous préférons choisir  $\gamma_0$  comme paramètre initial plutôt que  $D_0$ .

En résumé, nous proposons de choisir  $D_0 = 0$  ou  $\gamma_0 = 0$  lorsque la dispersion estimée est négative (ou nulle) ou positive respectivement. Un meilleur choix du paramètre initial contribue à réduire le nombre d'itérations.

Les valeurs du pas de l'itération  $\Delta D$ ,  $\Delta \gamma$  dans le processus  $[\gamma]$  et le processus  $[D]$  sont choisis afin de garantir la précision relative de la méthode. Si nous ne tenons pas compte

des erreurs de mesure, les résultats définitifs seront obtenus avec l'erreur de la méthode numérique  $\pm\Delta D/2$ ,  $\pm\Delta\gamma/2$ . Si nous souhaitons obtenir les résultats avec une précision relative de 5%, les pas doivent être choisis de sorte que  $\Delta D/D$  et  $\Delta\gamma/\gamma$  soient inférieurs à 5%. Par conséquent, en ajustant le pas pour chaque fibre, la méthode peut être appliquée à une grande gamme de  $D$  et  $\gamma$ . Par exemple, si la fibre à mesurer est une fibre en verre de chalcogénure dont le coefficient  $\gamma$  est estimé à une valeur plus élevée que  $5\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et  $D$  est estimée à une valeur inférieure à  $-400\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ , pour assurer une incertitude de 5%, le pas doit être inférieur à  $250\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  pour  $\Delta\gamma$  et inférieur à  $20\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  pour  $\Delta D$ . Pour la fibre SMF dont le coefficient  $\gamma$  se situe autour de  $1,3\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et  $D$  autour de  $17\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ ,  $\Delta\gamma$  et  $\Delta D$  doivent avoir une valeur de  $0,065\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et  $0,85\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  respectivement pour obtenir une précision de 5%.

#### 4.1.2.2 Démonstration numérique de la nouvelle méthode

Nous démontrons le principe de notre nouvelle méthode par une simulation numérique. Nous considérons une fibre optique dont le coefficient non-linéaire Kerr est de  $15\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et la dispersion de  $-1\,500\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ . La longueur de la fibre est de 60 cm. Une impulsion gaussienne de durée 5,8 ps est injectée dans la fibre avec une puissance crête  $P_0$ . L'élargissement spectral de l'impulsion se propageant dans la fibre est simulé en utilisant la méthode de split-step Fourier pour différentes valeurs de  $P_0$  de 1,7 W, 2,7 W, 4,3 W, 5,4 W et 6,8 W. Ces spectres élargis qui sont représentés sur la figure 4.13 sont considérés comme des données expérimentales pour la validation de la détermination de  $(D, \gamma)$  en utilisant la nouvelle méthode.

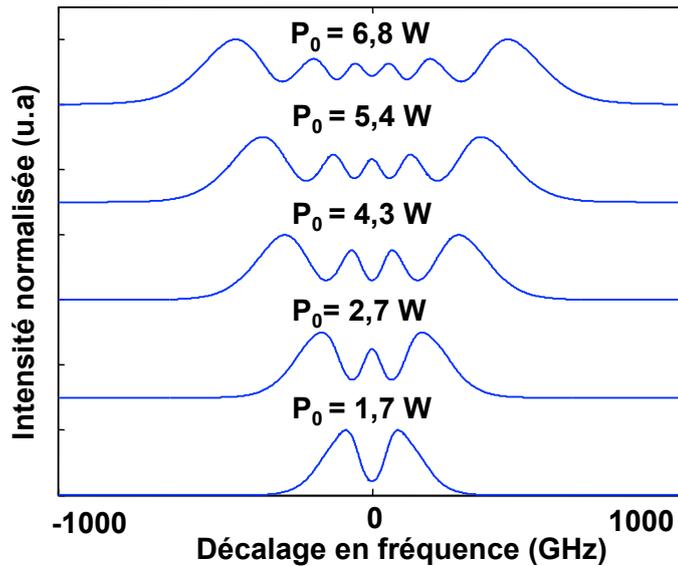


FIGURE 4.13 – Spectres SPM simulés en sortie de la fibre non-linéaire dont  $\gamma$  est de  $15\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et  $D$  est de  $-1\,500\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  en fonction de puissance crête  $P_0$ .

La valeur initiale  $D_0$  est arbitrairement choisie à  $-500 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Lors du processus  $[D]$ ,  $\gamma$  est balayé avec un pas de  $50 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et lors du processus  $[\gamma]$ ,  $D$  est balayé avec un pas de  $20 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Ce choix du pas est suffisamment petit pour obtenir une erreur relative de la méthode numérique de moins de 5%. On fait varier le coefficient  $\gamma$  dans une gamme de  $9\,000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à  $16\,000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  tandis qu'on fait varier  $D$  de  $-1\,600 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à  $-200 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Ces gammes sont assez grandes pour trouver la valeur minimum de l'écart  $\delta_i$  entre les spectres simulés et les spectres expérimentaux. Par exemple, la figure 4.14 représente l'écart  $\delta_i$  calculé lors du processus  $[D]$  (figure 4.14a) et lors du processus  $[\gamma]$  (figure 4.14b) à la troisième étape de l'itération.

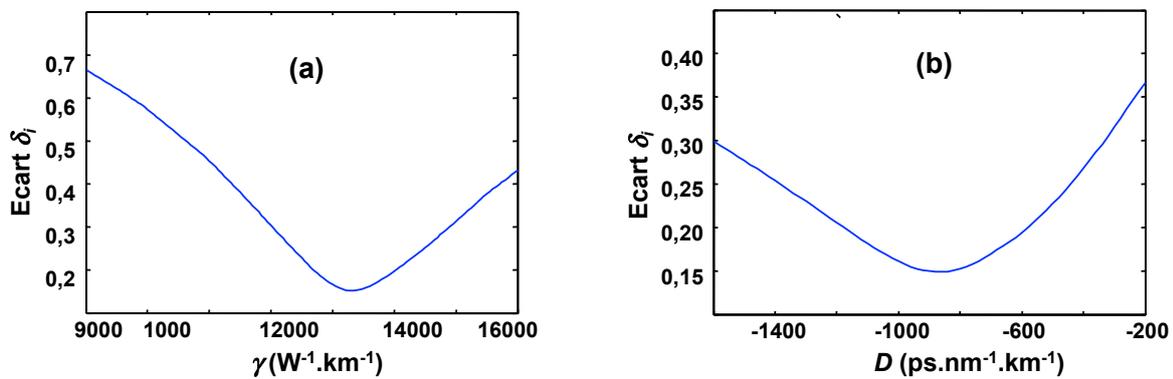


FIGURE 4.14 – Ecart  $\delta_i$  calculé lors du processus  $[D]$  (a) lorsque  $D = -800 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et lors du processus  $[\gamma]$  (b) lorsque  $\gamma = 13200 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ .

Comme le montre la figure 4.15, le processus d'itération converge après 28 itérations et conduit à une valeur de  $\gamma$  de  $15\,000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et de  $D$  de  $-1\,500 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Ces valeurs sont en accord avec les données de départ  $(D, \gamma)$  prises pour les spectres expérimentaux simulés.

Pour étudier l'influence de la valeur initiale  $D_0$  dans ce cas (où  $D$  est négative), les mêmes calculs sont effectués pour les valeurs suivantes de  $D_0$  :  $0 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ ,  $-300 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ ,  $-800 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et  $-1\,700 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Les résultats pour le coefficient non-linéaire et la dispersion pour tous les cas sont présentés sur la figure 4.16. Les résultats finaux sont proches des valeurs théoriques. Nous obtenons également les mêmes résultats pour un choix arbitraire de  $\gamma_0$  lorsque la dispersion est positive. Cela signifie que la nouvelle méthode fonctionne correctement avec une valeur initiale de  $D_0 \leq 0$  ou de  $\gamma_0$  choisie arbitrairement lorsque la dispersion réelle est négative ou positive respectivement. La précision peut être améliorée en augmentant le nombre d'itérations.

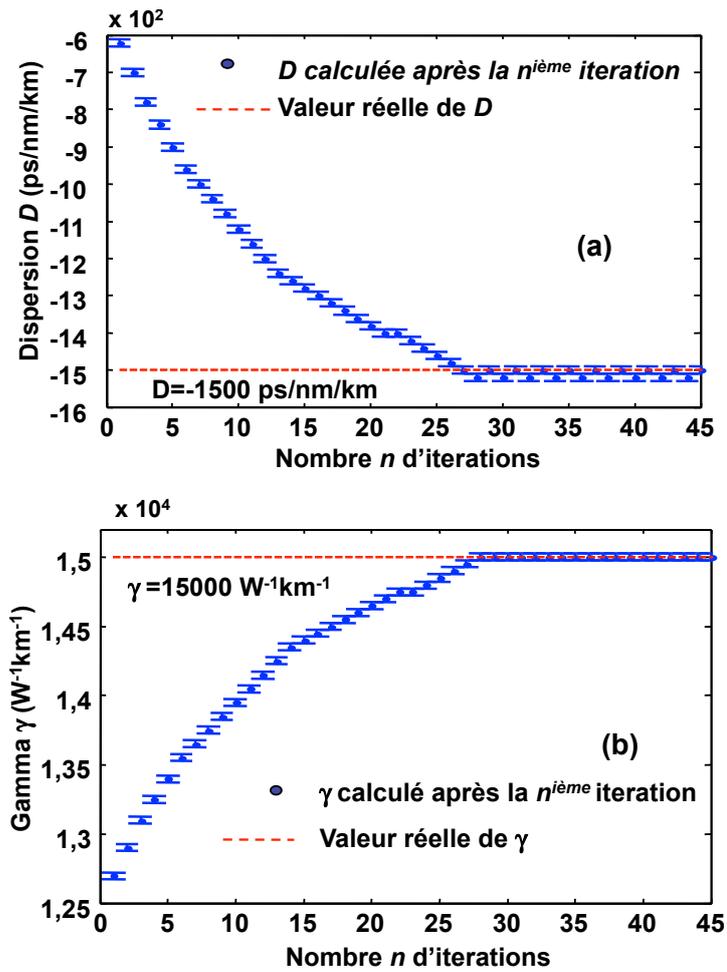


FIGURE 4.15 – Evolution de  $D$  (a) et  $\gamma$  (b) en fonction du nombre d'itérations pour la fibre simulée.

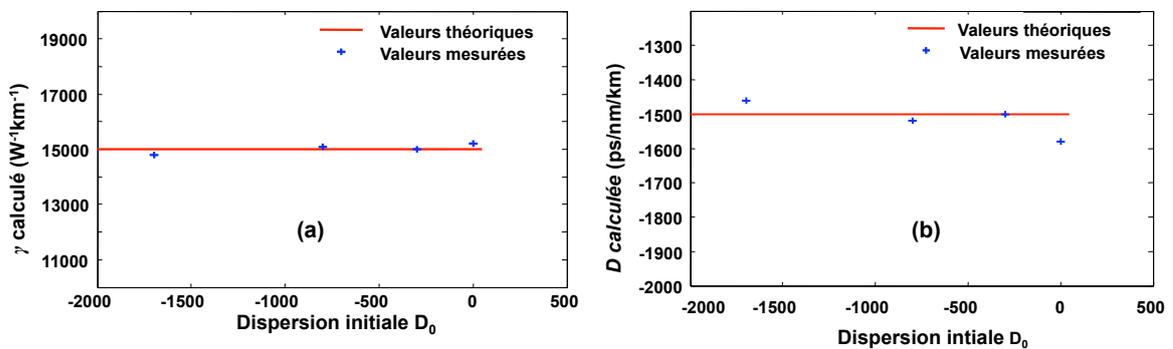


FIGURE 4.16 – Résultats du calcul de  $(D, \gamma)$  correspondant aux différentes valeurs initiales choisies pour  $D_0$ .

### 4.1.2.3 Démonstration expérimentale de la nouvelle méthode

Nous appliquons la nouvelle méthode pour mesurer le couple de valeurs  $(D, \gamma)$  d'une fibre monomode standard (SMF) (2 km), d'une fibre DSF (Dispersion Shifted Fiber) (1 km) et d'une fibre non-linéaire en verre de chalcogénure AsSe (1 m). Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés aux valeurs publiées (pour la SMF et la DSF) ainsi qu'aux valeurs obtenues par une autre méthode (pour la fibre en verre de chalcogénure).

Nous utilisons le même montage expérimental que celui décrit dans la partie 4.1 (voir la figure 4.2). En utilisant la technique itérative, la valeur initiale est fixée à  $\gamma_0 = 0$  pour la SMF et  $D_0 = 0$  pour la DSF et la fibre en verre de chalcogénure. Une bonne convergence est obtenue pour chaque fibre. Par exemple, la figure 4.17 donne l'évolution de  $(D_n, \gamma_n)$  pour la SMF. Les résultats calculés du couple  $(D, \gamma)$  pour la SMF et la DSF sont respectivement  $\gamma_{SMF} = 1,3 \pm 0,03 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ,  $D_{SMF} = 16,9 \pm 0,4 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ,  $\gamma_{DSF} = 2,9 \pm 0,08 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ,  $D_{DSF} = -0,56 \pm 0,02 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ .

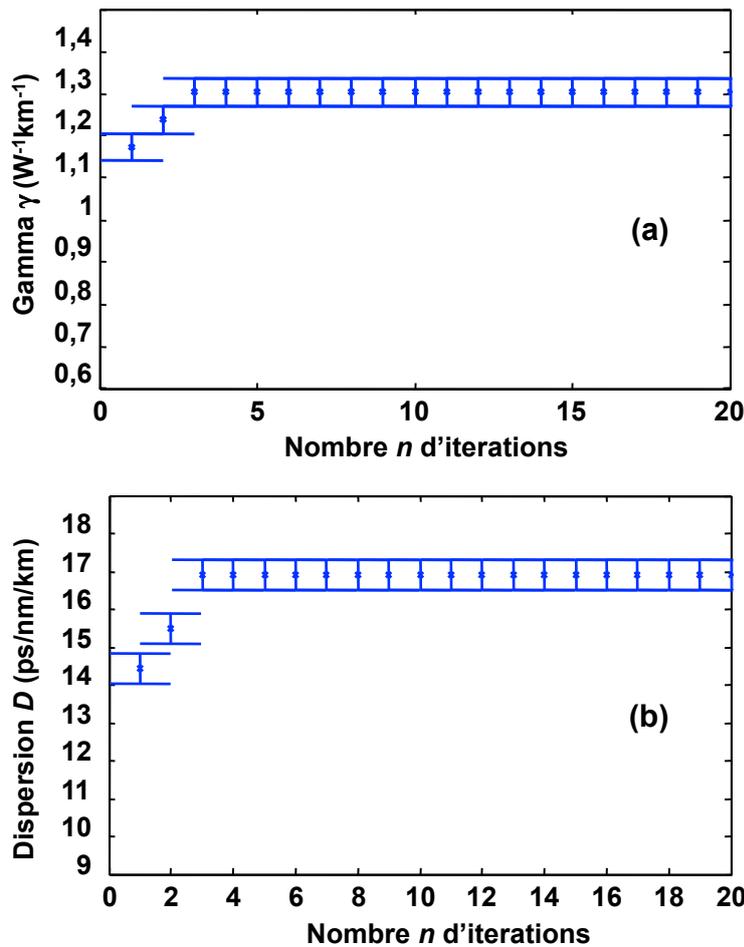


FIGURE 4.17 – Evolution de  $D$  (a) et  $\gamma$  (b) en fonction du nombre d'itérations pour la SMF.

Ces valeurs mesurées sont en accord avec les valeurs de couples  $(D, \gamma)$  mesurées dans d'autres publications [2, 14] (voir le tableau 4.1). Dans notre expérience, le nombre d'itérations nécessaires pour la convergence est de 3 pour la SMF et 7 pour la DSF. Les pas de l'itération dans les calculs du couple de  $(D, \gamma)$  pour les deux fibres sont résumés dans le tableau 4.2.

TABLE 4.1 – Caractéristiques de la SMF et la DSF [2, 14] et valeurs mesurées de  $(D, \gamma)$  de ces fibres par la nouvelle méthode

Fibre à mesurer	$D_{\text{donnée}}$ (ps.nm <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	$D_{\text{mesurée}}$ (ps.nm <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	$\gamma_{\text{donné}}$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	$\gamma_{\text{mesuré}}$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )
SMF [2]	17,0	16,9	1,3	1,3
DSF [14]	-0,5	-0,56	3,0	2,9

TABLE 4.2 – Les pas de  $(D, \gamma)$  dans le calcul itératif

Fibre à mesurer	Pas de $D$ (ps.nm <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	Pas de $\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )
SMF	0,85	0,065
DSF	0,04	0,15

Pour la fibre en verre de chalcogénure, la technique itérative nécessite 17 itérations pour converger vers les valeurs finales  $D = -830 \pm 50$  ps.nm<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup> et  $\gamma = 6\,800 \pm 100$  W<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup>. Pour vérifier ces résultats, la dispersion de la fibre en verre de chalcogénure a été mesurée par nos collègues de Perfos par une autre méthode basée sur un interféromètre de Mach Zehnder [90]. Le schéma expérimental de cette méthode est présenté dans la figure 4.18.

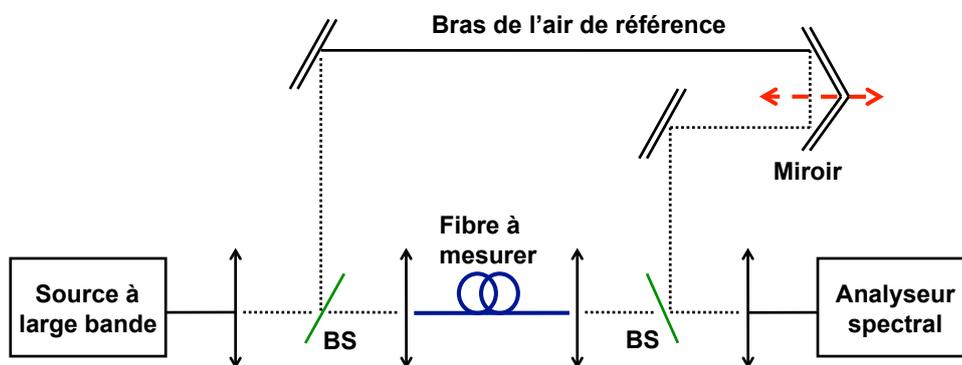


FIGURE 4.18 – Schéma de la méthode de la mesure de dispersion basée sur un interféromètre de Mach Zehnder.

L'interféromètre est constitué de deux bras différents. Un bras comprend la fibre à mesurer

et l'autre est le bras de référence sur lequel la propagation se fait dans l'air. La source est une source à large bande. La lumière se divise en deux faisceaux identiques au niveau du séparateur de faisceau (BS). Les différentes longueurs d'ondes se propageant dans le bras de référence vont subir le même déphasage, tandis que celles se propageant dans la fibre à mesurer vont subir des déphasages différents en raison de la dispersion de la fibre.

Lorsque les deux faisceaux se recombinent à la sortie, on peut observer des interférences spectrales. En analysant ce spectre pour différentes longueurs du bras de référence, on déduit la dispersion de la fibre aux différentes longueurs d'ondes. Plus de détails sur cette méthode sont donnés dans la référence [90]. En utilisant cette méthode, la dispersion mesurée à la longueur d'onde de 1550 nm est de  $-780 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  ce qui est proche de la valeur calculée par la technique itérative qui est de  $-830 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ .

Notons qu'une forte puissance crête de l'impulsion d'entrée induit un fort déphasage non-linéaire et les spectres mesurés en sortie de fibre vont fortement s'élargir par rapport à l'impulsion de départ. On notera que cette méthode s'applique à condition que l'élargissement spectral reste faible afin de pouvoir négliger l'influence d'effets de dispersion d'ordre 3 ou de Raman. Dans [91, 92], les décalages Raman des verres de silice, AsSe et AsS sont rapportés à  $440 \text{ cm}^{-1}$ ,  $240 \text{ cm}^{-1}$  et  $344 \text{ cm}^{-1}$  respectivement. Ces valeurs correspondent à un changement de longueur d'onde de 110 nm, 59 nm et 86 nm autour de la longueur d'onde centrale de 1550 nm pour le verre de silice, AsSe et AsS respectivement. Dans notre expérience, pour une durée d'impulsion d'entrée de 6 ps, la largeur du spectre élargi est inférieure à 12 nm lorsque le déphasage non-linéaire  $\Delta\phi$  est inférieur à  $6\pi$ . Cet élargissement dû à la SPM est beaucoup plus petit que le décalage dû à l'effet Raman. Par conséquent nous pouvons ignorer l'influence de l'effet Raman dans la mesure si la puissance d'entrée est ajustée pour ne pas être trop grande. En fait, nous n'observons pas de signal Raman dans notre expérience tant que la puissance crête est inférieure à 20 W.

En conclusion, nous avons présenté une nouvelle méthode numérique itérative pour mesurer simultanément la dispersion et le coefficient non-linéaire dans les fibres optiques. La méthode est simple et utile pour de nouvelles fibres fortement non-linéaires. Elle a été validée sur une fibre monomode standard, une fibre DSF et une fibre très fortement non-linéaire en verres de chalcogénures. Cette méthode peut aussi s'appliquer à des guides optiques.

### 4.1.3 Méthode de mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'effet du mélange à quatre ondes

Nous venons de présenter une méthode de mesure du couple  $(D, \gamma)$  basée sur l'effet non-linéaire d'automodulation de phase. Parmi les effets optiques non-linéaires, le mélange à quatre ondes (FWM) est celui qui nécessite le moins de puissance d'entrée et qui est le plus sensible à la dispersion dont dépend l'accord de phase, paramètre critique du FWM. Nous nous sommes donc également intéressés aux techniques basées sur le FWM pour mesurer

le couple  $(D, \gamma)$  d'une fibre non-linéaire. Les techniques proposées par M. Jaworski [78] et par H. Chen [32] permettent de déterminer  $(D, \gamma)$ , mais elles ne fonctionnent que lorsque la longueur d'onde pour laquelle la dispersion est nulle est proche de  $1,55 \mu\text{m}$ . Cependant, la dispersion chromatique  $D$  pour les fibres en verres de chalcogénure, qui présentent un grand intérêt pour des applications tout optiques liées à leur forte non-linéarité, est généralement bien différente de zéro autour de la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  [93, 17]. De plus elle peut varier dans une très large gamme. Par exemple, la dispersion rapportée dans les références [93, 17] va de  $-820 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à  $282 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  pour différents types de fibres en verres AsSe. Nous proposons une technique, basée sur le FWM, qui permet de calculer  $(D, \gamma)$  même si la dispersion est très différente de zéro à la longueur d'onde de travail ( $1,55 \mu\text{m}$ ).

Dans cette partie, nous commençons par une étude du mélange à quatre ondes dans des fibres en verres de chalcogénures. Nous présenterons ensuite la nouvelle technique de FWM que nous avons mise au point ainsi que sa validation expérimentale.

#### 4.1.3.1 Etude du mélange à quatre ondes

Le FWM est un effet optique non-linéaire dans lequel deux photons de fréquences  $f_3$  et  $f_4$  (appelées Stokes et anti-Stokes) sont générés à partir de deux autres photons à des fréquences  $f_1, f_2$ . Dans le cas de deux pompes d'entrée à des fréquences  $f_1$  et  $f_2$  telles que  $f_1 > f_2$  et  $P_1 > P_2$ , la puissance du signal anti-Stokes  $P_4$  (correspondant à la fréquence haute  $f_4$ ) dans une fibre chalcogénure peut être calculée par la formule [32, 94] :

$$P_4(L) = (n_0^2/n_c^2) \eta^2 \gamma^2 L^2 P_{10}^2 P_{20} \exp(-\alpha L) [1 - \exp(-\alpha L)]^2 / \alpha^2, \quad (4-3)$$

où  $P_{10}, P_{20}$  sont les deux puissances pompes à l'entrée,  $L$  la longueur de fibre,  $\alpha$  l'atténuation,  $n_0$  est l'indice de réfraction du cœur d'une fibre en silice monomode standard dont la valeur est de l'ordre de 1,468 et  $n_c$  est l'indice du verre de chalcogénure. Dans le cas où la dispersion est différente de zéro, l'efficacité d'accord de phase  $\eta$  ne dépend que de la dispersion du matériau et des effets non-linéaires. Ce paramètre peut être calculé à partir du paramètre de désaccord de phase  $\Delta k$  (voir l'équation (1-111)) [32, 94, 2].

Nous proposons de définir le paramètre  $B = 10 \log(\eta^2 \gamma^2)$  qui peut être calculé facilement à partir de la puissance du signal anti-Stokes en utilisant l'équation (4-3). Son évolution en fonction de la différence de longueur d'onde entre les deux pompes  $\Delta\lambda$  pour différentes valeurs de  $D$  et de  $\gamma$  est montrée sur les figures 4.19a et 4.19b respectivement. La courbe représentant  $B$  en fonction de  $\Delta\lambda$  est très sensible à la valeur de  $D$  (figure 4.19a). Si nous nous concentrons sur la partie gauche de la courbe dans la figure 4.19a, nous pouvons voir que lorsque  $\Delta\lambda$  augmente,  $B$  va augmenter si  $D > 0$ , diminuer si  $D < 0$  et rester inchangée si  $D = 0$ . De plus, on observe des minima sur les courbes lorsque  $D \neq 0$ . Concentrons-nous maintenant sur le premier minimum de  $B$ . Comme le montre la figure 4.19a, la valeur  $\Delta\lambda_0$  correspondant à ce premier minimum dépend fortement de  $D$ . L'évolution de  $\Delta\lambda_0$  en fonction de  $D$  pour différentes valeurs de  $\gamma$  est alors tracée sur la figure 4.19c pour étudier cette dépendance. Pour une valeur donnée de  $\gamma$  avec une grande marge d'erreur

de  $\pm 10\%$ , on peut calculer une valeur précise de  $D$  avec erreur inférieure à  $\pm 5\%$  à partir de la valeur mesurée de  $\Delta\lambda_0$ . Nous notons que  $\Delta\lambda_0$  est régie principalement par  $D$  et peu par  $\gamma$ . D'autre part, l'amplitude  $B_{min}$  du premier minimum est très sensible à  $\gamma$ . Cette dépendance est représentée sur la figure 4.19b représentant l'évolution de  $B$  en fonction de  $\Delta\lambda$  pour différentes valeurs de  $\gamma$  lorsque  $D = -500 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . L'amplitude  $B_{min}$  varie fortement tandis que le  $\Delta\lambda_0$  correspondant est à peu près le même pour différents  $\gamma$ . L'évolution de  $B_{min}$  en fonction de  $\gamma$  pour une large gamme de  $D$  est présentée sur la figure 4.19d. La sensibilité de  $\Delta\lambda_0$  avec  $D$  et de  $B_{min}$  avec  $\gamma$  est ensuite utilisée pour déterminer le couple  $(D, \gamma)$  d'une fibre optique comme expliqué au paragraphe suivante. Nous avons démontré que la technique fonctionne bien dans le cas d'une dispersion négative. Dans le cas d'une dispersion positive, il serait nécessaire d'étudier l'influence de l'instabilité de modulation. Cette étude n'a pas été réalisée complètement dans ce cas dans le cadre de la thèse où la dispersion des fibres étudiées est normalement négative.

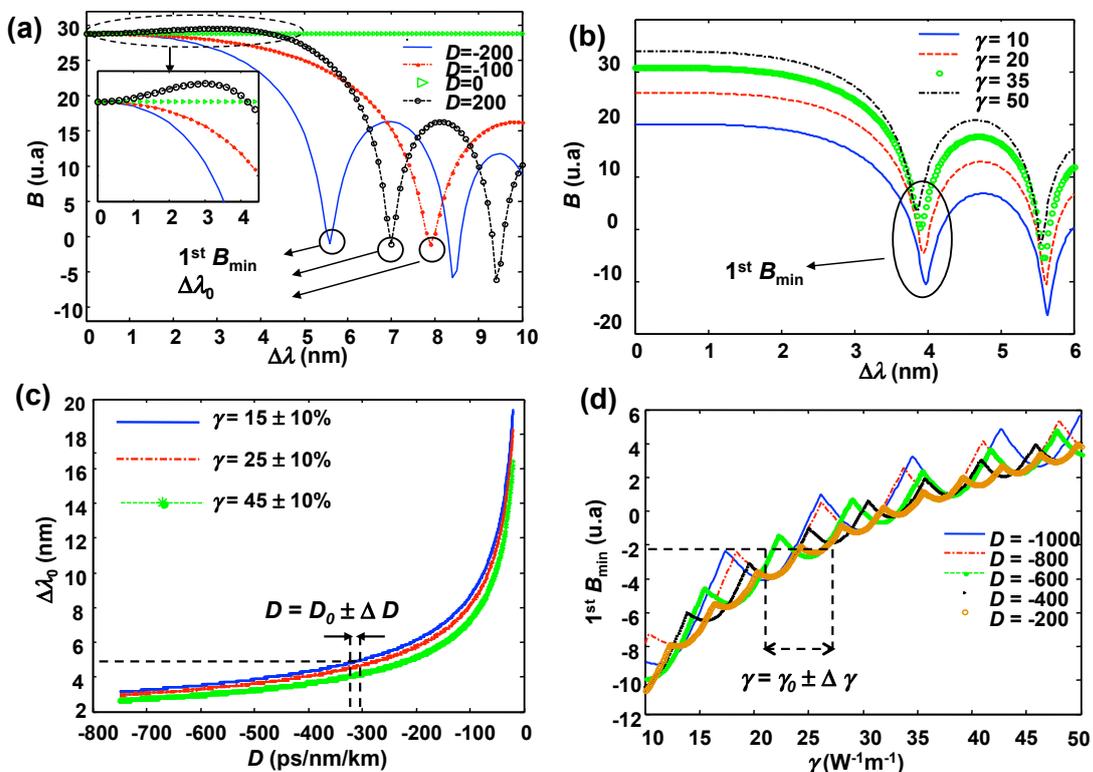


FIGURE 4.19 – (a) Evolution de  $B$  pour différents  $D$  lorsque  $\gamma = 30 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et (b) pour différents  $\gamma$  lorsque  $D = -500 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . (c) Evolution de  $\Delta\lambda_0$  en fonction de  $D$  pour différents  $\gamma_0 \pm 10\%$ . (d) Evolution de  $B_{min}$  en fonction de  $\gamma$  pour différents  $D$ . Les unités de  $\gamma$  et de  $D$  sont  $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et  $\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  respectivement.

#### 4.1.3.2 Technique de mesure et résultats expérimentaux

Nous allons proposer une nouvelle technique basée sur le FWM pour mesurer simultanément  $(D, \gamma)$  d'une fibre en verre de chalcogénure de composition AsSe à cœur suspendu très

fortement non-linéaire. Le schéma de principe de l'expérience et la section transverse de la fibre AsSe sont montrés sur les figures 4.20a et 4.20b respectivement. Une pompe modulée à une fréquence de 10 GHz avec une durée de 1,5 ps et une pompe continue sont amplifiées, couplées et filtrées à travers un filtre optique de 5 nm de largeur spectrale. Les pompes sont ensuite injectées dans la fibre AsSe et les spectres optiques en sortie sont enregistrés pour différents  $\Delta\lambda$  comme l'illustre la figure 4.20c. L'évolution de  $B$  en fonction de  $\Delta\lambda$  est alors calculée en utilisant l'équation (4-3).

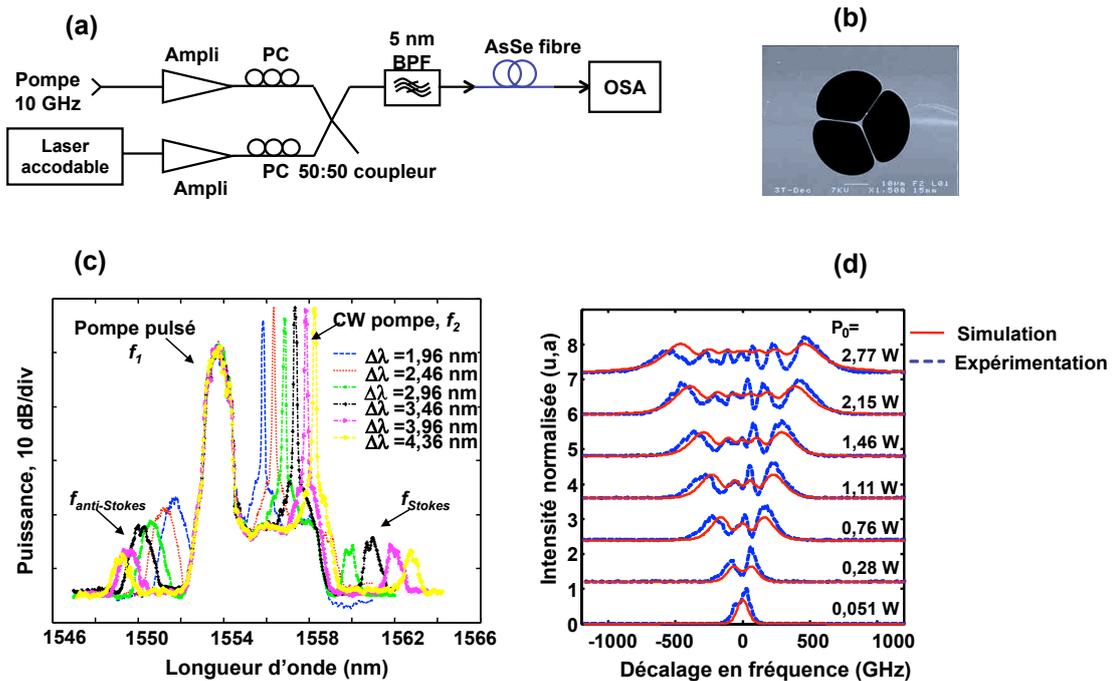


FIGURE 4.20 – (a) Schéma de montage de l'expérience. (b) Section transverse de la fibre AsSe. (c) Spectres optiques en sortie de la fibre AsSe. (d) Simulation et mesure d'automodulation de phase.

La technique de mesure est constituée de 4 étapes. **Étape 1** : lorsque  $B$  est calculé, son évolution dans la première partie de la courbe détermine le signe de  $D$  (voir la figure 4.19a). **Étape 2** : à partir de  $B_{min}$  calculé, le coefficient Kerr  $\gamma_0$  est déterminé sur la figure 4.19d avec une erreur  $\Delta\gamma$  qui n'a pas besoin d'être petite pour obtenir une valeur précise de  $D$ . **Étape 3** : à partir de la valeur de  $\Delta\lambda_0$  mesurée, la valeur de  $D$  est déduite de la courbe de la figure 4.19c pour la valeur  $\gamma_0 \pm \Delta\gamma$  obtenue à l'étape précédente. Dans cette étape, étant donné que  $\Delta\lambda_0$  dépend principalement de  $D$ , une bonne précision de  $D$  est toujours obtenue, même si l'erreur sur  $\Delta\gamma$  est grande. **Étape 4** : on retourne à l'étape 2 avec la valeur de  $D$  calculée à l'étape 3 pour recalculer  $\gamma$  avec une meilleure précision.

Les résultats calculés par la nouvelle technique sont  $D = -800 \pm 40 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et  $\gamma = 31 \pm 1 \text{ W}^{-1}.\text{m}^{-1}$ . Pour confirmer la validité de ces mesures on peut noter qu'avec ces valeurs, la simulation de l'effet d'automodulation de phase est bien en accord avec l'expérience comme illustré sur la figure 4.20d. De plus, les valeurs calculées sont également

en accord avec les valeurs rapportées dans [93] (mesurées par la technique de SPM) qui sont de  $\gamma = 31,3 \pm 1,5 \text{ W}^{-1}.\text{m}^{-1}$  pour  $\gamma$  et  $-820 \pm 41 \text{ ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  pour  $D$ . La technique est donc validée.

En résumé, le mélange à quatre ondes, dans le cas où la dispersion est très différente de zéro à la longueur d'onde de travail, est étudié pour proposer une technique simple qui permet de caractériser simultanément le coefficient Kerr et la dispersion chromatique de fibres fortement non linéaires. La technique est validée avec une fibre fortement non-linéaire en verre de AsSe à cœur suspendu.

## 4.2 Caractérisation des fibres microstructurées en verre de chalcogénure

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté trois méthodes originales de mesure de certains paramètres de fibres optiques. Nous allons maintenant présenter les résultats de caractérisation de deux fibres en verre de chalcogénure utilisées pendant ma thèse.

En 2009, une fibre microstructurées fortement non linéaire AsSe avec une structure hexagonale de 3 anneaux est présentée [14]. Un record de non-linéarité de  $15\,000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  avec une aire effective de  $2,9 \mu\text{m}^2$  est démontré. Cependant, l'atténuation de la fibre est élevée ( $15 \text{ dB}.\text{m}^{-1}$ ) à cause d'un défaut de la structure. Une nouvelle technique de fabrication appelée casting method développée Perfos et SCR [41] permet de réduire les pertes linéaires des fibres et d'obtenir un diamètre de cœur plus petit grâce à une structure à cœur suspendu. Nous nous intéresserons donc par la suite aux fibres à cœur suspendu en verre de chalcogénure, à leur caractérisation linéaire ainsi qu'à la démonstration d'effets optiques non-linéaires dans ces fibres.

Dans cette partie, nous présenterons respectivement les caractérisations et démonstrations des effets optiques non-linéaires de deux fibres à cœur suspendu en verre de AsSe fabriquées en 2010 et 2011 par Perfos et SRC [93, 95, 96]. Par commodité nous appellerons ces fibres fibre 2010 et fibre 2011.

### 4.2.1 Fibre à cœur suspendu en verre de AsSe fabriquée en 2010

La méthode de fabrication de la fibre à cœur suspendu en verre AsSe s'appuie sur le principe du moulage [41]. Un verre AsSe de très haute pureté est chauffé à environ  $450^\circ\text{C}$  et coulé dans un moule de silice constitué de capillaires de silice. Une fois que le verre est en place dans le moule, l'ensemble est trempé, de façon à figer le verre, puis recuit. Le moule de silice est finalement retiré par traitement chimique et le verre moulé est prêt à être fibré. Toute l'originalité et la complexité de la méthode réside dans la fabrication du moule en silice. Cette méthode permet de réaliser des géométries très différentes et peut s'adapter à différents verres de chalcogénures. La figure 4.21 montre une photographie du plan transverse de la structure à cœur suspendu de la fibre étudiée qui contient trois trous.

Le diamètre extérieur est de  $235 \mu\text{m}$  et le diamètre du cœur est de  $2 \mu\text{m}$ .

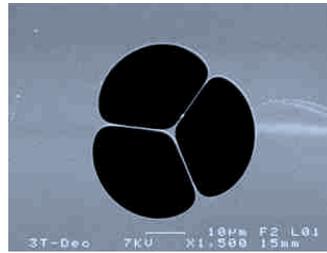


FIGURE 4.21 – Fibre à cœur suspendu en verre de AsSe.

#### 4.2.1.1 Caractérisation linéaire de la fibre

##### *a. Mesure de l'aire effective et du diamètre de mode*

Nous commençons la caractérisation linéaire par une mesure de l'aire effective de la fibre. L'image en champ proche de l'intensité en sortie de la fibre est visualisée sur une caméra en utilisant un objectif de grande ouverture numérique (0,95) afin de nous assurer de la bonne injection du signal laser dans le cœur de la fibre. Un exemple de profil d'intensité obtenu est donné par la figure 4.22.

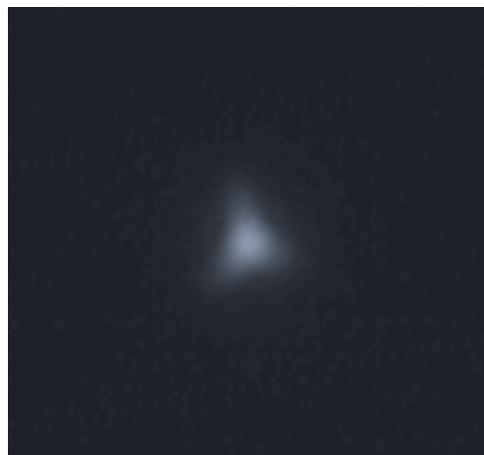


FIGURE 4.22 – Image en champ proche du faisceau en sortie de la fibre AsSe.

Puisque le diamètre du cœur de la fibre chalcogénure est faible ( $2 \mu\text{m}$ ), une technique de champ lointain est utilisée pour mesurer l'aire effective de la fibre ainsi que son diamètre de mode. Le principe de la technique de mesure l'aire effective en champ lointain a été expliqué dans le chapitre 2. Rappelons que cette technique permet d'obtenir une meilleure précision que la technique en champ proche pour les faisceaux fortement divergents en sortie de fibres. Nous rappelons ici le schéma de principe sur la figure 4.23. Une fibre multimode standard (de type 62,5/125) est mise en rotation autour de la fibre à mesurer à une distance

fixe de cette fibre. Les angles sont balayés de  $-80^\circ$  à  $80^\circ$  pour enregistrer la répartition de l'intensité lumineuse en fonction de l'angle de rotation de la fibre multimode. La distribution en champ lointain de l'intensité est représentée sur la figure 4.24. L'aire effective est ensuite calculée par la transformée de Hankel inverse qui permet de transformer les données du champ lointain pour obtenir les données en champ proche. A partir de cette mesure, l'aire effective de la fibre peut être calculée. Pour notre fibre chalcogénure nous trouvons une aire effective de  $1,7 \pm 0,1 \mu\text{m}^2$  ce qui correspond à une des plus petites valeurs rapportées dans des fibres à cristal photonique en verre de chalcogénure. Cette valeur correspond à un diamètre de mode de  $1,4 \mu\text{m}$ .

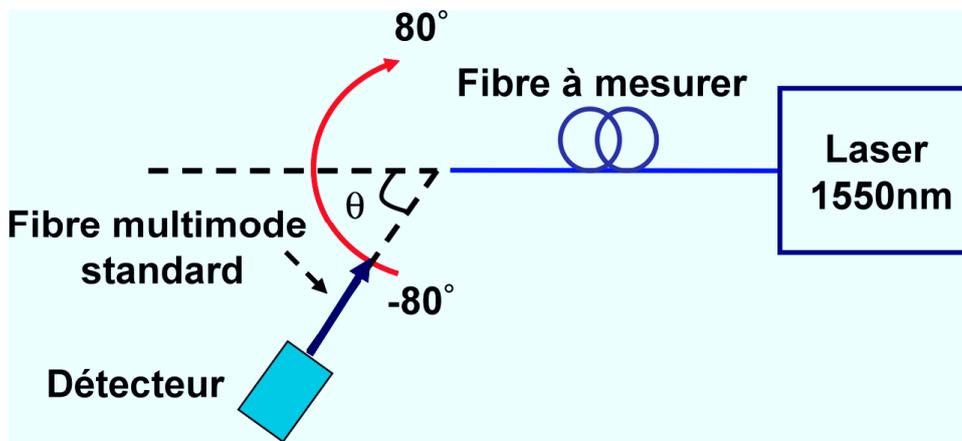


FIGURE 4.23 – Principe de la mesure d'aire effective en champ lointain.

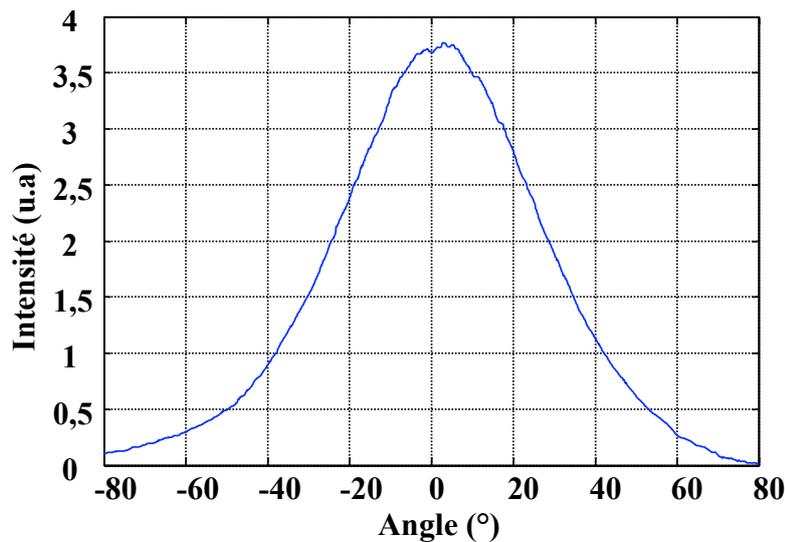


FIGURE 4.24 – Distribution de l'intensité en champ lointain en fonction de l'angle de rotation de la fibre multimode.

*b. Mesure de pertes*

Les pertes sont mesurées à la longueur d'onde de 1 550 nm par la méthode cut-back. Cette méthode convient très bien aux tronçons courts de fibres, non-connectorisés et pour lesquels l'injection de lumière est délicate. La puissance en sortie de fibre est mesurée en fonction de la longueur de la fibre alors que les conditions de couplage à l'extrémité d'entrée de la fibre et la puissance d'entrée sont fixées (voir la figure 4.25). Les pertes de la fibre sont ensuite calculées en utilisant une interpolation linéaire des données. Dans notre mesure, les pertes mesurées sont de  $4,6 \text{ dB.m}^{-1}$ . Cette valeur est une nette amélioration par rapport aux pertes de la fibre AsSe fabriquée en 2009 dont l'atténuation est de  $15 \text{ dB.m}^{-1}$ .

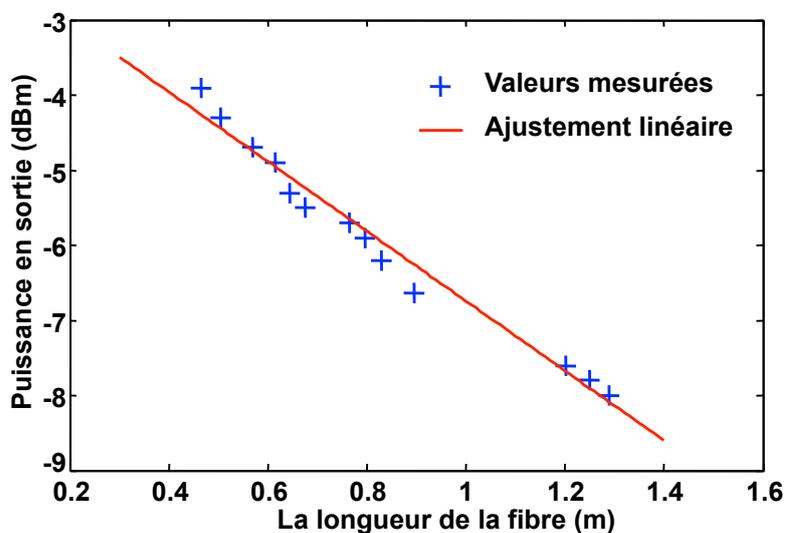


FIGURE 4.25 – Puissance en sortie de la fibre AsSe 2010 en fonction de sa longueur.

*c. Analyse modale des fibres*

Le nombre de modes se propageant dans la fibre chalcogénure est étudié par la technique présentée dans le chapitre 3 dont le résultat est illustré sur la figure 4.26. Dans le cas de notre mesure nous faisons varier la longueur d'onde de la source laser de 1 540 nm à 1 550,24 nm en 1 024 étapes. Une caméra infrarouge qui renvoie une image codée sur 8-bit-200x200 points est alors utilisée pour enregistrer les images en champ proche en sortie de la fibre AsSe sur l'ordinateur. L'intensité spatiale en tout point  $(x, y)$  de la caméra est enregistrée pour chaque longueur d'onde.

En analysant les pics des maxima de la transformée de Fourier, le nombre de modes et la distribution d'énergie des différents modes est calculée comme le montre la figure 4.26. Etant donné que l'on n'observe aucun pic de puissance relative supérieure à -50 dB par rapport au mode fondamental, la fibre à mesurer peut être considérée comme monomode. Cependant, comme nous le verrons au paragraphe 4.2.3, nous avons de bonnes raisons de penser que la fibre est en réalité multimode.

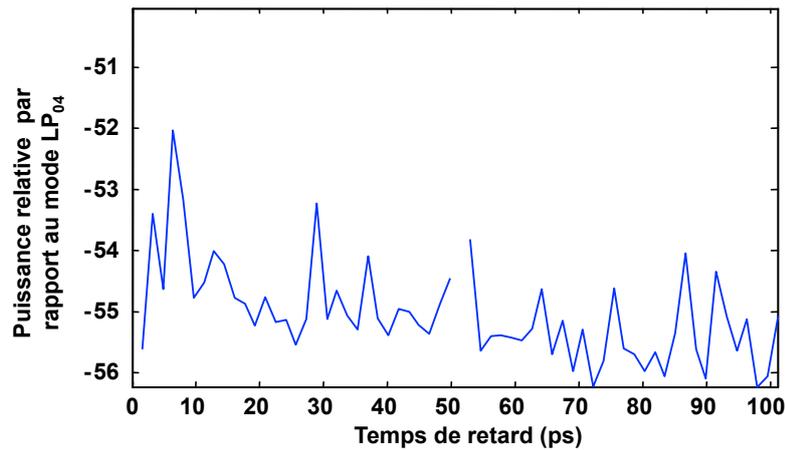


FIGURE 4.26 – Transformée de Fourier des spectres enregistrés à partir des images en champ proche de la fibre en verre AsSe.

#### 4.2.1.2 Caractérisation des effets non-linéaires

##### a. Effet d'automodulation de phase (SPM)

L'effet d'automodulation de phase est un effet optique non-linéaire qui se manifeste par le fait que le spectre d'une impulsion courte est élargi lorsque cette impulsion se propage dans une fibre ou un guide optique non-linéaire. Cet effet peut être utilisé pour réaliser des fonctions toutes optiques telles que par exemple des régénérateurs optiques. Le montage expérimental permettant de mettre en évidence cet effet est illustré sur la figure 4.27. Des impulsions de 6 ps de durée provenant d'un laser à modes bloqués de 20 MHz de taux de répétition fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm sont injectées dans une fibre de 63 cm de longueur. Un contrôleur de polarisation permet d'ajuster la polarisation en entrée de la fibre. Un atténuateur variable permet de contrôler la puissance crête des impulsions. Les spectres de sortie sont enregistrés pour plusieurs valeurs de la puissance crête  $P_0$  des impulsions d'entrée et sont représentés sur la figure 4.28. Nous pouvons clairement observer l'effet d'automodulation sur cette figure. Le spectre est fortement élargi en fonction de  $P_0$ .

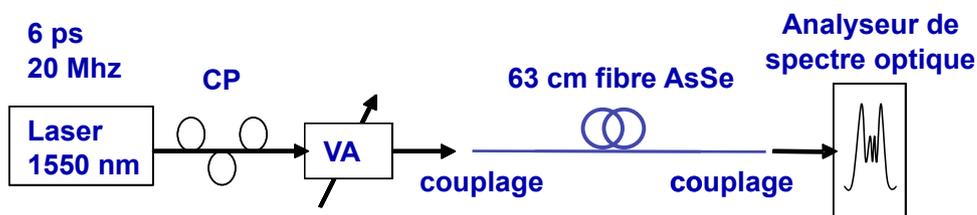


FIGURE 4.27 – Principe de l'expérience d'automodulation de phase. CP : contrôleur de polarisation. VA : atténuateur variable.

Le chirp  $C$  de la source impulsionnelle mesuré en utilisant la technique présentée dans la partie 4.1.1 est de 0,6. La dispersion  $D$  et le coefficient non-linéaire  $\gamma$  de la fibre sont

également mesurés simultanément en utilisant la technique itérative présentée dans la partie 4.1.2. La figure 4.28 montre un bon accord entre théorie et expérience avec une dispersion  $D$  de  $-820 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et un coefficient non-linéaire  $\gamma$  de  $31\,300 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . Cette valeur confirme la forte non-linéarité de cette fibre et constituait en 2 010 un nouveau record de non-linéarité.

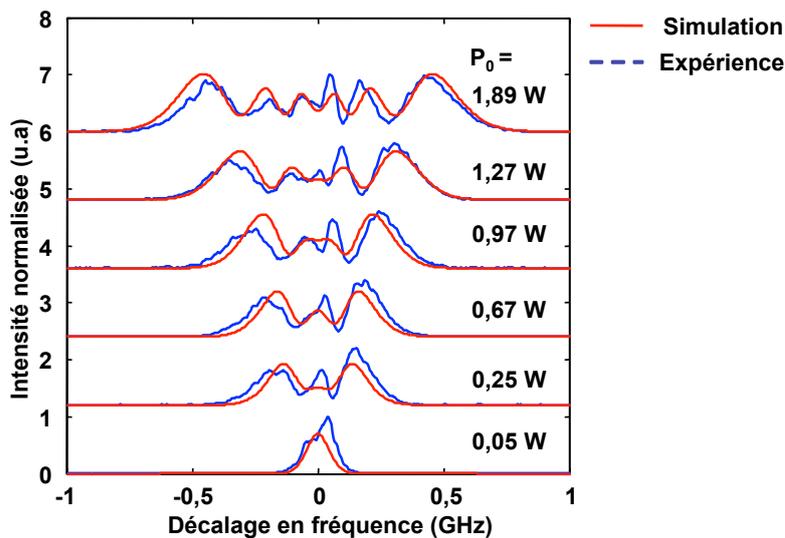


FIGURE 4.28 – Elargissement des spectres dû à la SPM en fonction de la puissance crête d'entrée.

#### b. Effet du mélange à quatre ondes (FWM)

La figure 4.29 montre le schéma de principe de l'expérience de mélange à quatre ondes dans un tronçon de 43 cm de la fibre 2010. Le mélange à quatre ondes résulte de l'interaction non-linéaire dans la fibre entre deux pompes [2]. Nous pouvons utiliser cet effet pour réaliser des fonctions toutes optiques telles que la conversion de longueur d'onde ou le démultiplexage temporel [17, 16, 10]. Dans notre expérience, la pompe 1 est constituée d'un laser à modes bloqués émettant des impulsions de 1,5 ps de largeur à mi-hauteur à un taux de répétition de 10 GHz et à la longueur d'onde de 1 553 nm. Ces impulsions sont amplifiées au moyen d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) puis filtrées au moyen d'un filtre optique de 3 nm de bande passante.

La pompe 2 est un laser continu et accordable. Les deux pompes sont amplifiées avant d'être injectées dans la fibre non-linéaire. Les contrôleurs de polarisation permettent d'aligner les polarisations des pompes. Juste après le coupleur un filtre optique de 5 nm de bande passante permet de limiter le bruit des EDFA. Après le filtre, les impulsions de la pompe 1 ont une durée de 8 ps et une puissance moyenne de 7,7 mW, la puissance moyenne de la pompe 2 continue est de 14 mW. Les deux pompes sont injectées dans la fibre AsSe au moyen d'une fibre micro-lentillée [56]. En sortie, les spectres optiques sont enregistrés pour différentes valeurs  $\lambda_{\text{pompe2}}$  de la longueur d'onde de la pompe continue qu'on appel-

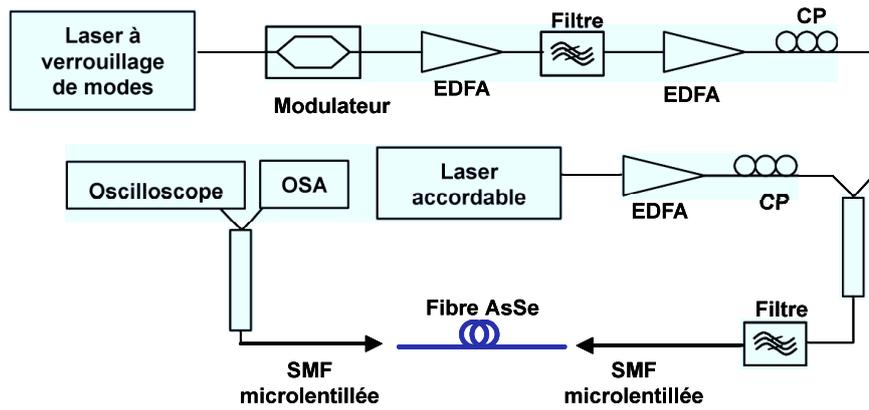


FIGURE 4.29 – Principe de l’expérience du FWM. CP : contrôleur de polarisation.

lera la sonde dans la suite, la longueur d’onde de la pompe impulsionnelle  $\lambda_{\text{pompe1}}$  restant fixe. Ces spectres sont représentés sur la figure 4.30 pour différentes valeurs du désaccord entre les deux pompes  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{pompe2}} - \lambda_{\text{pompe1}}$  et font apparaître les deux raies Stokes et anti-Stokes caractéristiques du mélange à quatre ondes et dont les fréquences  $\nu$  vérifient  $\nu_{\text{pompe1}} + \nu_{\text{pompe2}} = \nu_{\text{Stokes}} + \nu_{\text{anti-Stokes}}$  [2].

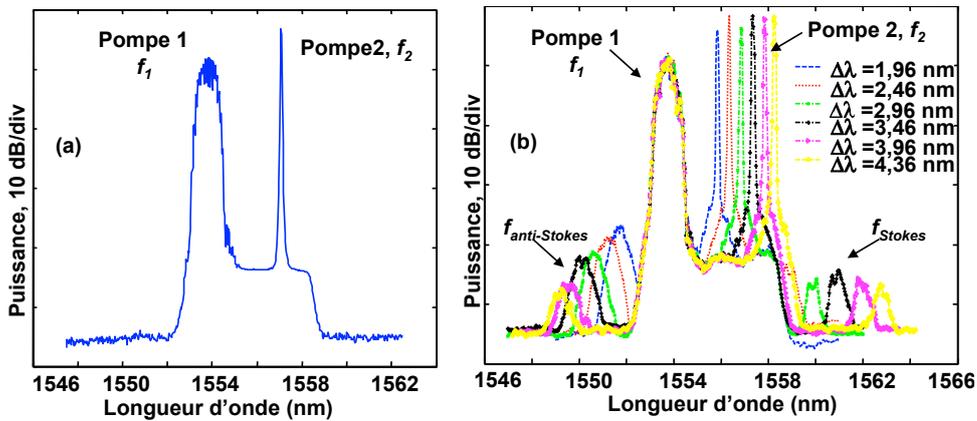


FIGURE 4.30 – (a) Signaux en entrée de fibre AsSe. (b) Signaux en sortie de fibre AsSe.

Nous définissons l’efficacité du mélange à quatre ondes  $\eta_2$  pour la pompe 2 comme le rapport entre la puissance crête du signal anti-Stokes en sortie de la fibre non-linéaire  $P_{aS}$  et la puissance de la pompe continue  $P_2$  en entrée de la même fibre :

$$\eta_2 = P_{aS}/P_2. \quad (4-4)$$

La figure 4.31a représente l’efficacité du mélange à quatre ondes en fonction du désaccord  $\Delta\lambda$ . La longueur de la fibre de 43 cm est inférieure à la longueur de cohérence  $L_{\text{coh}} = 61$  cm calculée selon la référence [2] pour une dispersion de  $-820$  ps.nm $^{-1}$ .km $^{-1}$  et un désaccord  $\Delta\lambda$  de 4 nm. Les conditions d’accord de phase sont donc suffisantes pour observer

du mélange à quatre ondes pour toutes les valeurs de  $\Delta\lambda$  inférieures à 4 nm. Le calcul théorique de l'efficacité du mélange à quatre ondes est également représenté sur la figure 4.31a et montre un bon accord entre théorie et expérience. Cette mesure confirme les valeurs du couple  $(D, \gamma)$  calculées par automodulation de phase qui sont  $D = -820 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et  $\gamma = 31\,300 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ .

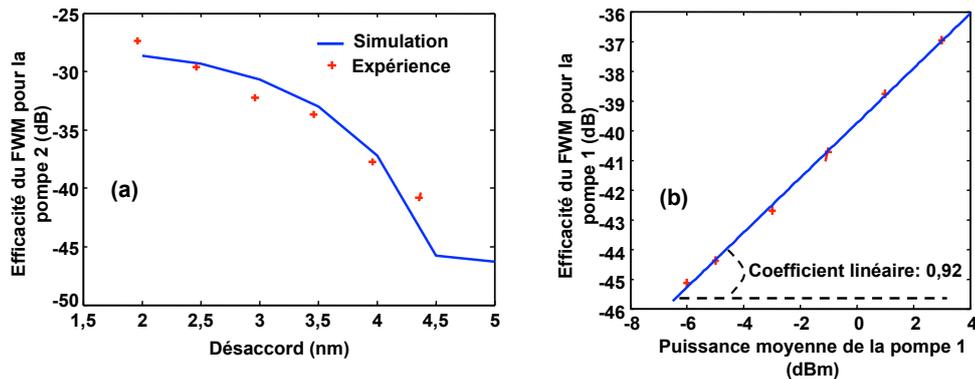


FIGURE 4.31 – (a) Efficacité du FWM pour la pompe 2 en fonction du désaccord. (b) Efficacité du FWM pour la pompe 1 en fonction de sa puissance moyenne d'entrée.

Une efficacité maximum de  $-27 \text{ dB}$  est obtenue avec une puissance moyenne d'entrée de  $20 \text{ mW}$  et un désaccord de  $1,96 \text{ nm}$ . Nous mesurons également l'efficacité du FWM pour la pompe 1  $\eta_1$  définie comme le rapport entre la puissance crête anti-Stokes  $P_{aS}$  et la puissance crête d'entrée  $P_1$  de la source impulsionnelle :

$$\eta_1 = P_{aS}/P_1. \quad (4-5)$$

Les résultats expérimentaux reportés sur la figure 4.31b montrent une évolution quasi-linéaire avec un coefficient linéaire de  $0,92$ . Cette valeur est très proche de la valeur théorique de  $1,00$ . Cette différence peut vraisemblablement être attribué aux incertitudes de mesure.

Les traces temporelles des impulsions utilisées dans l'expérience du FWM sont étudiées en utilisant un oscilloscope optique (OSO) dont la résolution temporelle est de  $1 \text{ ps}$ . Le temps de réponse est étudié dans diverses conditions (de puissance de pompe, de largeur d'impulsion de la pompe et du désaccord). La trace temporelle du signal anti-Stokes pour des impulsions d'entrée de  $8 \text{ ps}$  de largeur à mi-hauteur est présentée sur la figure 4.32.

Lorsque la pompe continue est absente, le signal anti-Stokes est à zéro (trace rouge). Lorsque les deux pompes sont présentes, le signal anti-Stokes (trace bleue) observé montre une largeur de signal de  $6 \pm 1 \text{ ps}$  ce qui est proche de la valeur théorique de  $5,7 \text{ ps}$  calculée en utilisant la formule (4-3). Ces traces temporelles démontrent la réponse ultra rapide du FWM dans la fibre AsSe.

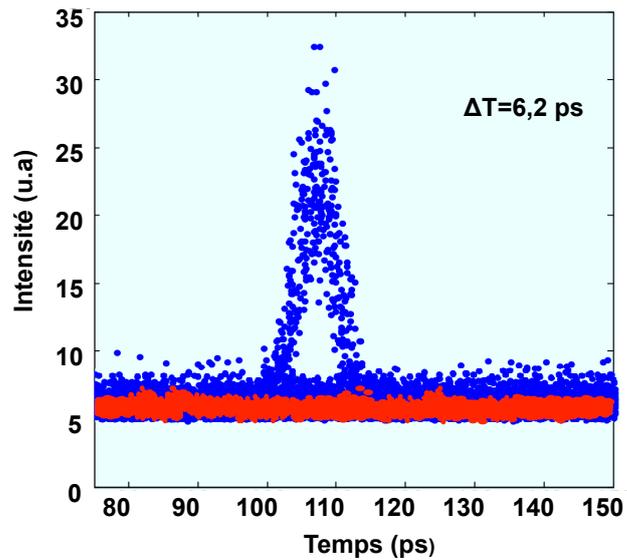


FIGURE 4.32 – Trace temporelle du signal anti-Stokes.

## 4.2.2 Fibre microstructurée en verre de AsSe fabriquée en 2011

### 4.2.2.1 Caractérisation de la fibre

Nous avons présenté dans la partie précédente une fibre très fortement non-linéaire en verre de chalcogénure AsSe à cœur suspendu avec un record de non-linéarité en 2010 de  $31\,300\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ . La SPM et le FWM ont également été très clairement observés dans cette fibre avec une bonne efficacité. Cependant, cette fibre possède une atténuation ( $\alpha = 4,6\text{ dB}\cdot\text{m}^{-1}$ ) et une dispersion ( $D = -820\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ ) élevées ce qui pose problème. De plus, le diamètre de mode très faible de la fibre ( $1,4\ \mu\text{m}$ ) conduit à une injection optique difficile entre cette fibre et un autre dispositif telle qu'une diode laser ou une fibre optique standard. En particulier, dans notre mesure, bien qu'une fibre microlentillée dont le diamètre de mode est très faible ( $2,4\ \mu\text{m}$ ) ait été utilisée pour le couplage, nous obtenons environ 7 dB de pertes de couplage totale (les pertes de Fresnel sont prises en compte).

En conséquence, en 2011, Perfos et SRC ont fabriqué un nouveau type de fibre à cœur suspendu en verre de chalcogénure AsSe qui permet de s'affranchir de plusieurs problèmes rencontrés avec la fibre précédente. L'amélioration apportée à la nouvelle fibre consiste en l'existence, à chaque extrémité de la fibre, de tronçons dont le diamètre de cœur ( $\phi_A = 5\ \mu\text{m}$ ) est plus grand que celui de la partie centrale de la fibre ( $\phi_C = 1,13\ \mu\text{m}$ ) comme l'illustre la figure 4.33. Ceci facilite le couplage avec les fibres d'injection et de collecte du signal. Avec un diamètre de cœur aux deux extrémités de  $5\ \mu\text{m}$ , des pertes de couplage de 0,8 dB par face sont obtenues avec une fibre microlentillée Gradhyp dont le diamètre de mode est de  $5,2\ \mu\text{m}$ . Ceci représente une très nette amélioration par rapport aux pertes de couplage de 7 dB obtenues pour la fibre fabriquée en 2010.

De plus, cette nouvelle structure permet de réduire le diamètre de cœur de la partie non-

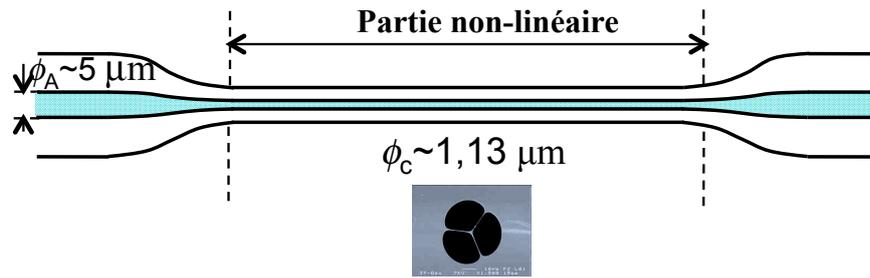


FIGURE 4.33 – Fibre effilée en verre AsSe à cœur suspendu avec adaptation de mode aux extrémités.

linéaire de la fibre jusqu'à  $1,13 \mu\text{m}$  ce qui est plus petit que le diamètre du cœur de  $2 \mu\text{m}$  de la fibre précédente et permet d'augmenter encore le coefficient non-linéaire. Nous avons caractérisé la nouvelle fibre par les mêmes techniques que celles utilisées pour la fibre fabriquée en 2010. Dans notre mesure, la longueur de la partie non-linéaire de la fibre AsSe est  $1 \text{ m}$ . L'atténuation linéique est de  $0,9 \text{ dB}\cdot\text{m}^{-1}$  ce qui constitue une amélioration importante comparée aux pertes de la fibre précédente qui étaient de  $4,6 \text{ dB}\cdot\text{m}^{-1}$  [93, 95]. La dispersion et le coefficient non-linéaire Kerr sont mesurés en observant l'effet d'automodulation de phase. En comparant les spectres SPM théoriques et expérimentaux élargis en fonction de la puissance crête  $P_0$  de l'impulsion d'entrée comme le montre la figure 4.34a, un nouveau record de non-linéarité est obtenu avec un coefficient non-linéaire de  $46\,000 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ . La dispersion  $D$  mesurée par la technique de SPM expliquée dans le chapitre 3 est de  $-300 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ . En utilisant le même schéma d'expérience que celui utilisé pour la SPM (voir la figure 4.27), l'effet Raman est également observé avec un décalage de fréquence de  $7,35 \text{ THz}$  comme le montre la figure 4.34b.

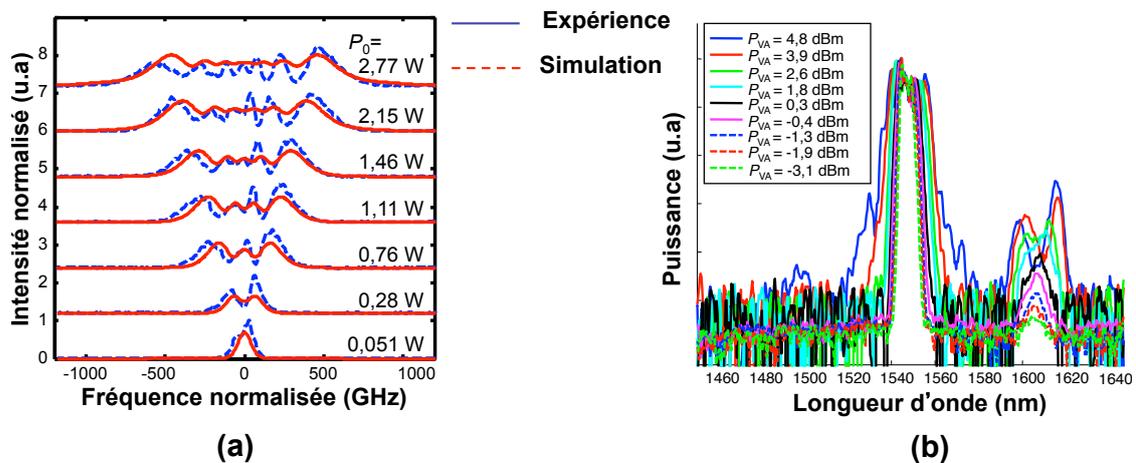


FIGURE 4.34 – SPM et effet Raman observé dans la nouvelle fibre AsSe.

### 4.2.2.2 Conversion de longueur d'onde à 10 GHz et 42,7 GHz

Nous avons ensuite effectué des expériences de mélange à quatre ondes dans la nouvelle fibre avec des signaux de télécommunication pour réaliser une fonction toute optique de conversion de longueur d'onde. Les expériences ont été effectuées avec des signaux d'horloge à 10 GHz et 42,7 GHz.

Le schéma de l'expérience de conversion de longueur d'onde basée sur le mélange à quatre ondes est représenté sur la figure 4.35c. Le couplage en espace libre dans la fibre en verre de chalcogénure est réalisé en utilisant une fibre microlentillée de type Gradhyp [56] dont le diamètre de mode est de  $5,2 \mu\text{m}$ . Les pertes totales entre la sortie de la fibre Gradhyp et la sortie de la fibre AsSe sont mesurées à 4,2 dB. Ces pertes incluent les pertes de couplage à l'entrée de la fibre AsSe, les pertes par réflexion de Fresnel (1,1 dB pour chaque extrémité), les pertes linéiques de la fibre effilée et les pertes dans les tapers d'adaptation.

Un premier signal de pompe de fréquence 10 GHz est généré par un laser à modes bloqués émettant des impulsions de 1,5 ps à la longueur d'onde  $\lambda_1 = 1552,7 \text{ nm}$ . Cette pompe est ensuite amplifiée par un amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) et filtrée par un filtre optique de 1 nm de largeur (voir la figure 4.35a, encart supérieur). La seconde pompe est une source continue accordable de longueur d'onde  $\lambda_2$ , amplifiée par un second EDFA. Nous appellerons  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  le désaccord en longueur d'onde entre les deux pompes. Après les amplificateurs, les polarisations des deux pompes sont contrôlées. Après le coupleur 50 : 50 le signal est filtré par un filtre de 5 nm afin de rejeter l'émission spontanée amplifiée des EDFA. Après le filtre, la largeur d'impulsion à mi-hauteur de la source à 10 GHz est de 8,3 ps et la puissance moyenne de la source CW est fixée à 16 mW.

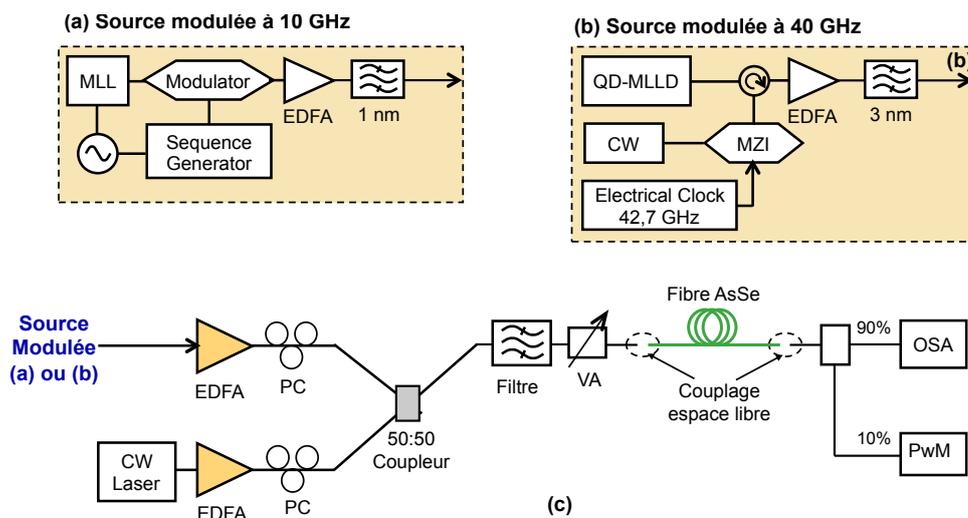


FIGURE 4.35 – Génération du signal à 10 GHz (a) et à 42,7 GHz (b) et schéma du montage de conversion de longueur d'onde (b). MLL : Mode Locked Laser.

A la sortie de la fibre AsSe, nous observons à l'analyseur de spectre optique les ondes Stokes et anti-Stokes générées par FWM. Nous trouvons que l'efficacité du premier ordre FWM par rapport à la pompe continue à 10 GHz donnée par la formule (4-4) est de  $-5,6$  dB pour une puissance totale moyenne à l'entrée de la fibre de 17 mW et un désaccord  $\Delta\lambda$  de 1,8 nm. Cette efficacité est largement supérieure à la valeur de  $-27$  dB obtenue pour 20 mW de puissance d'entrée avec la fibre fabriquée en 2010. En outre, le second ordre et troisième ordre du FWM ont également été mesurés avec des efficacités de  $-21$  dB et de  $-37$  dB, respectivement. La figure 4.36b montre les spectres de sortie pour un désaccord  $\Delta\lambda$  variant de 1,9 nm à 2,8 nm. Comme le montre la figure 4.36c, nous obtenons un bon accord entre l'efficacité calculée et l'efficacité mesurée pour un coefficient non linéaire  $\gamma$  de  $46\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et une dispersion  $D$  de  $-300\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  calculés par la technique basée sur la SPM.

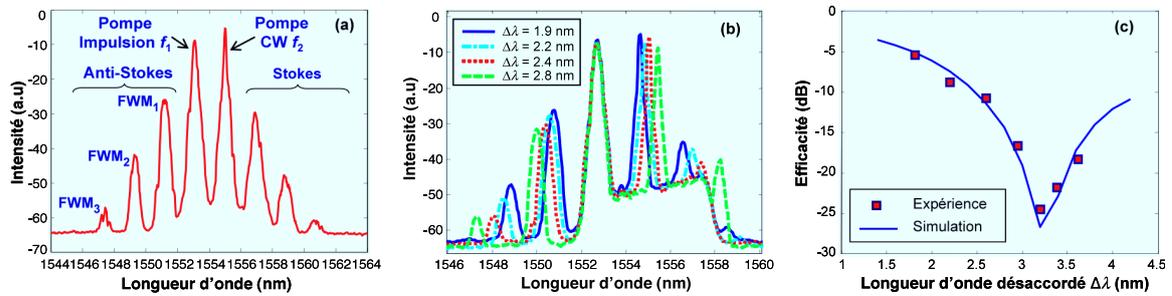


FIGURE 4.36 – Spectre optique à la sortie de la fibre AsSe (a), pour différentes valeurs du désaccord  $\Delta\lambda$  (b), et (c) efficacité expérimentale et simulée du premier ordre du FWM en fonction de  $\Delta\lambda$ .

Nous utilisons la même configuration expérimentale (figure 4.35c) pour une expérience de conversion de longueur d'onde à la fréquence de 42,7 GHz. La figure 4.35b (encart supérieur) décrit le montage permettant de générer le signal à 42,7 GHz. Une horloge optique à 42,7 GHz est générée à la longueur d'onde de 1 535 nm avec un modulateur LiNbO<sub>3</sub> et est injectée dans une diode laser à bâtonnets quantiques à modes bloqués (figure 4.35b) [97]. Le signal est ensuite amplifié et traverse un filtre accordable de 3 nm centré à la longueur d'onde de 1 550 nm. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 5 ps à l'entrée de la fibre en verre de chalcogénure. La puissance totale moyenne à la sortie de l'atténuateur variable (VA) est de 33,1 mW avec une puissance du signal continu de 12,6 mW. Compte tenu des pertes de couplage, la puissance moyenne injectée dans la fibre AsSe est de 13,2 mW. La figure 4.37a montre le spectre juste avant la fibre AsSe. A la sortie de la fibre AsSe, le spectre fait apparaître les ondes Stokes et anti-Stokes du FWM jusqu'au deuxième ordre (figure 4.37b). L'efficacité du second ordre est de  $-36$  dB. La figure 4.37c montre l'efficacité du premier ordre du FWM mesurée et sa courbe simulée. Pour un désaccord  $\Delta\lambda = 6,11$  nm, une efficacité de FWM de  $-17,5$  dB est atteinte.

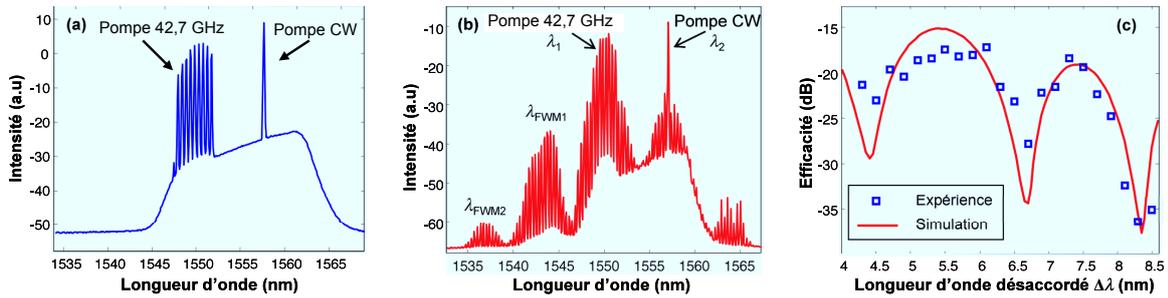


FIGURE 4.37 – (a) Spectre du signal continu et du signal à 42,7 GHz à l’entrée de la fibre AsSe; (b) Spectre en sortie de fibre AsSe et (c) efficacité du premier ordre du FWM en fonction du désaccord  $\Delta\lambda$ .

En conclusion, le résultat le plus important consiste dans le fait que nous avons démontré la conversion de longueur d’onde à 10 GHz et 42.7 GHz pour la nouvelle fibre fabriquée en 2011 avec des puissances compatibles avec les valeurs admissibles dans le domaine des télécommunications.

### 4.2.3 Discussion

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré expérimentalement la conversion de longueur d’onde avec des signaux d’horloge à 10 GHz et 42,7 GHz pour la fibre AsSe 2011. Une bonne efficacité (-17 dB) est obtenue avec une puissance compatible avec les contraintes des télécommunications (33,1 mW). La conversion de longueur d’onde avec des données à 42,7 Gbit.s<sup>-1</sup> a ensuite été étudiée. Cependant, le diagramme de l’œil observé est dégradé.

La figure 4.38 illustre le diagramme de l’œil en entrée et en sortie de la fibre AsSe 2011 pour des données PRBS (Pseudo-Random Binary Sequence) RZ (Return to Zero) à 42,7 Gbit.s<sup>-1</sup> lors d’une mesure ‘back-to-back’. On observe que le diagramme de l’œil des données mesurées en sortie de la fibre non-linéaire n’est pas ouvert. Ce résultat peut être expliqué par le caractère multimode de la fibre AsSe 2011. En utilisant la technique d’analyse modale présentée dans le chapitre 3, plusieurs modes d’ordre supérieur ont été observés comme le montre la figure 4.39. On observe en effet deux modes d’ordre supérieur avec des puissances relatives de -47,3 et -50 dB. Nous pensons que ces valeurs sont sous estimées. La forte différence entre les indices effectifs des modes de cette fibre conduit en effet à une figure d’interférence modale qu’il nous est difficile de résoudre.

En résumé, bien qu’une non-linéarité ultra forte mise en évidence avec la fibre AsSe 2011 a permis de réaliser une conversion de longueur d’onde avec des signaux d’horloge à haut débit, le caractère multimode de cette fibre reste un problème. Le caractère multimode de la fibre limite en effet la capacité de transmission des données à haut débit.

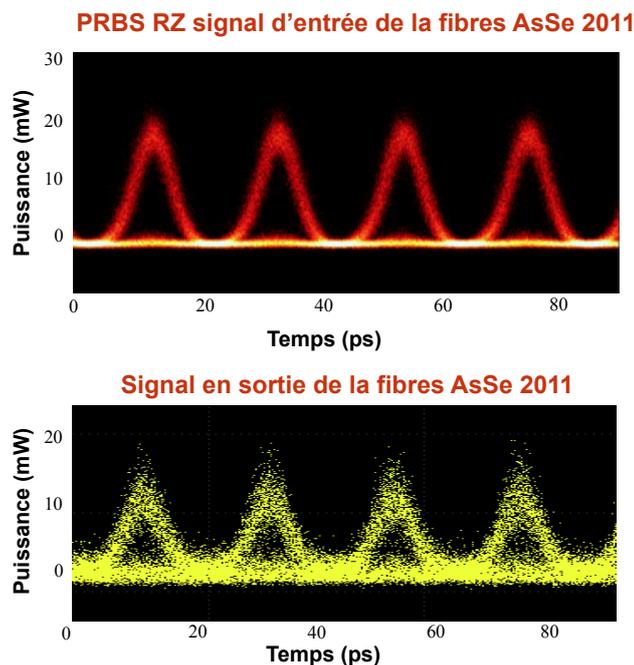


FIGURE 4.38 – Diagramme de l’œil des données à  $42,7 \text{ Gbit.s}^{-1}$  mesuré en entrée et en sortie de la fibre AsSe 2011.

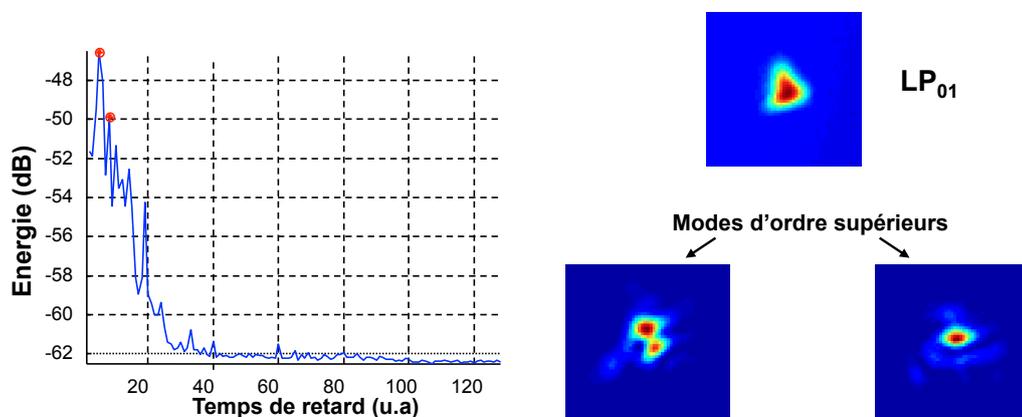


FIGURE 4.39 – Modes d’ordres supérieurs trouvés par la technique d’analyse modale pour la fibre AsSe 2011.

Une solution consiste à utiliser une autre structure de fibre pour obtenir une fibre non-linéaire monomode. La fibre réalisée par le laboratoire SRC et Perfos, que nous avons reçue à la fin de la thèse (au mois d’août 2011), est une fibre constituée de 3 couronnes de trous, comme le montre la figure 4.40. Cette structure permet le caractère monomode de la fibre. D’autre part, la nouvelle fibre présente le même type de structure effilée que la fibre précédente dont le diamètre de cœur des deux tronçons à chaque extrémité de la fibre est plus grand que celui de sa partie centrale (voir la figure 4.40). Cette structure permet de

réduire le diamètre de cœur de la nouvelle fibre à  $2,2 \mu\text{m}$ . Avec cette nouvelle fibre, une conversion de longueur d'onde par mélange à quatre ondes sans erreur à  $42,7 \text{ Gbit.s}^{-1}$  a été effectuée par LE Sy Dat, doctorant au laboratoire Foton (dont le directeur de thèse est Thierry Chartier). La figure 4.41 illustre ces résultats. Il s'agit, à notre connaissance, de la première conversion de longueur d'onde sans erreur à  $42,7 \text{ Gbit.s}^{-1}$  observée dans des fibres microstructurées en verre de chalcogénure.

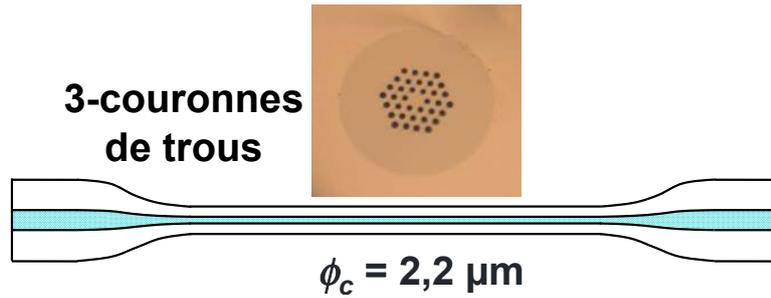


FIGURE 4.40 – Structure de la nouvelle fibre SRC/Perfos (Août 2011).

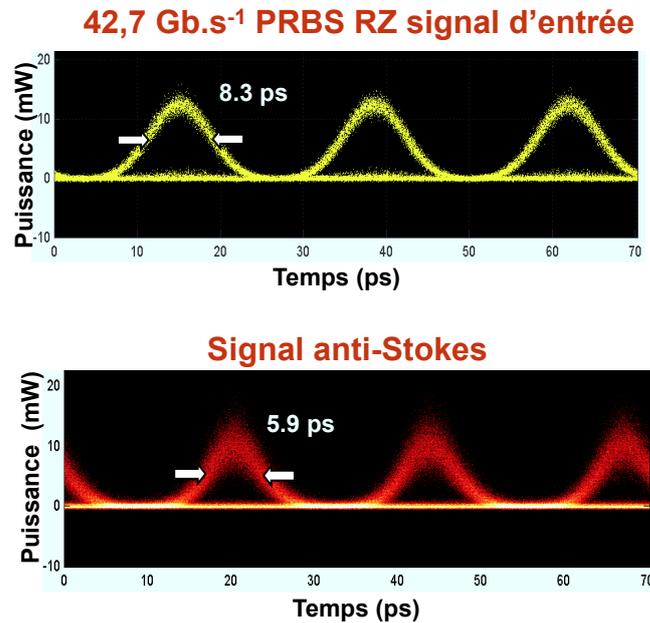


FIGURE 4.41 – Diagramme de l'œil d'un signal  $42,7 \text{ Gbit.s}^{-1}$  à l'entrée de la nouvelle fibre non-linéaire et de signal anti-Stokes mesuré en sortie de la fibre.

De manière à situer nos travaux par rapport à l'état de l'art, nous les avons comparés à d'autres résultats obtenus sur des fibres microstructurées en verre de chalcogénure et avons aussi voulu les situer de manière plus générale par rapport à d'autres solutions telles que des fibres en silice et des guides microstructurés. Pour cela nous avons défini un facteur de mérite

$F$  comme étant le rapport entre le coefficient non-linéaire  $\gamma$  (en  $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ ) et les pertes linéiques  $\alpha$  (en  $\text{km}^{-1}$ ). Ce facteur décrit le produit entre la non-linéarité du composant et la longueur maximum du guide ou de la fibre qui peut être utilisé sans subir les pertes de manière trop importante. Le facteur  $F$  traduit en quelque sorte le potentiel non-linéaire du composant. Ces résultats sont résumés dans le tableau 4.3.

TABLE 4.3 – Caractéristiques des fibres et guides optiques.

Fibre et guide	$\gamma$ ( $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ )	$\alpha$ ( $\text{dB}.\text{m}^{-1}$ )	$D$ ( $\text{ps}.\text{nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ )	$F = \gamma/\alpha$ ( $\text{W}^{-1}$ )	Référence
SMF	1,3	$0,2.10^{-3}$	17	28,23	[3]
DSF	1,9	$0,2.10^{-3}$	0	41,4	[3]
HNLF	11,3	0,6	0	82,1	OFS Commercial
Fibre GeSbSGa	120	$> 25$		$< 0,02$	[37]
Fibre $\text{As}_2\text{Se}_3$	160	0,88	410	0,78	[92]
Fibre $\text{As}_2\text{Se}_3$	1 200	1	-504	5,20	[98]
Guide $\text{As}_2\text{Se}_3$	1 700	5	-342	1,48	[99]
Fibre AsSe	2 000	10		0,87	[38]
Fibre $\text{As}_2\text{Se}_3$	15 000	15	-2 100	4,34	[14]
Fibre $\text{As}_2\text{Se}_3$ 2010	31 300	4,6	-830	29,95	[93, 95]
Fibre $\text{As}_2\text{Se}_3$ 2011	46 000	0,9	-300	221	[96]
Fibre AsSe "taper"	93 400	$< 1$	282	405	[43]
Guide crystal photonique Ag- $\text{As}_2\text{Se}_3$	$26.10^6$	1 000		112,92	[100]
Guide crystal photonique Ag- $\text{As}_2\text{Se}_3$	$63.10^6$	$< 31\,000$		8,8	[101]
"Silicon photonics slot waveguide"	104 000	2 300		0,20	[102]

La fibre ayant le plus fort facteur de mérite est une fibre AsSe réduite à un diamètre extérieur submicronique grâce à une technique de "taperisation" [43]. Certes, cette fibre présente un avantage non-linéaire évident, mais pour le moment la longueur réalisée n'est que de quelques cm ce qui reste loin de la longueur effective de quelques mètres pour cette fibre. Le facteur de mérite  $F$  de 221 de la fibre AsSe 2011 réalisée par Perfos SRC la place devant toutes les autres fibres. Bien que le coefficient non-linéaire  $\gamma$  de notre fibre soit inférieur à celui des guides non-linéaires, son facteur de mérite  $F$  est meilleur du fait que les pertes des guides restent élevées. Les guides présentent cependant un grand intérêt du fait de leur compacité. Le démultiplexage temporel de  $160 \text{ Gbit}.\text{s}^{-1}$  vers  $10 \text{ Gbit}.\text{s}^{-1}$  par mélange à quatre ondes a été montré très récemment dans des guides microstructurés en silicium [103] avec de très faibles longueurs ( $96 \mu\text{m}$ ). Le coefficient non-linéaire  $\gamma$  n'est pas donné, nous n'avons donc pas ajouté cette référence à notre tableau.

Le facteur de mérite que nous avons défini est un bon indicateur de non-linéarité mais

ne suffit pas à lui seul pour montrer la suprématie d'une solution par rapport à une autre, il faut tenir compte par exemple des longueurs d'échantillon qu'il est possible de fabriquer par rapport à la longueur requise pour la fonction envisagée, des pertes de couplage, des puissances nécessaires pour obtenir la fonction souhaitée, du caractère monomode, de la sensibilité à la polarisation ainsi que du coût de réalisation.

Par ailleurs, l'absorption à deux photons est un paramètre très important dans l'étude des matériaux non-linéaires. Nous ne l'avons pas évoqué lors de cette thèse même si nous avons étudié l'évolution des pertes en fonction de la puissance. Nous avons observé que celles-ci n'évoluent pas linéairement. Cependant, nous n'avons pas pu relier cette évolution au seul facteur d'absorption à deux photons. Cette étude reste à poursuivre au laboratoire.

### 4.3 Etude des conditions d'observation des effets optiques non-linéaires Kerr dans les guides polymères

Les guides non-linéaires que nous étudions dans le cadre de cette thèse sont des guides en polymères de la famille des polyméthacrylates développés au laboratoire dans le cadre du projet ANR MODPOL par Hind Mahé (doctorante dans l'équipe du CCLO au laboratoire Foton). Cette famille est une combinaison soit par mélange, soit par greffage, entre des molécules proches du DR1 (mais aussi d'autres chromophores originaux) et la chaîne polyméthacrylate comme le montre la figure 4.42.

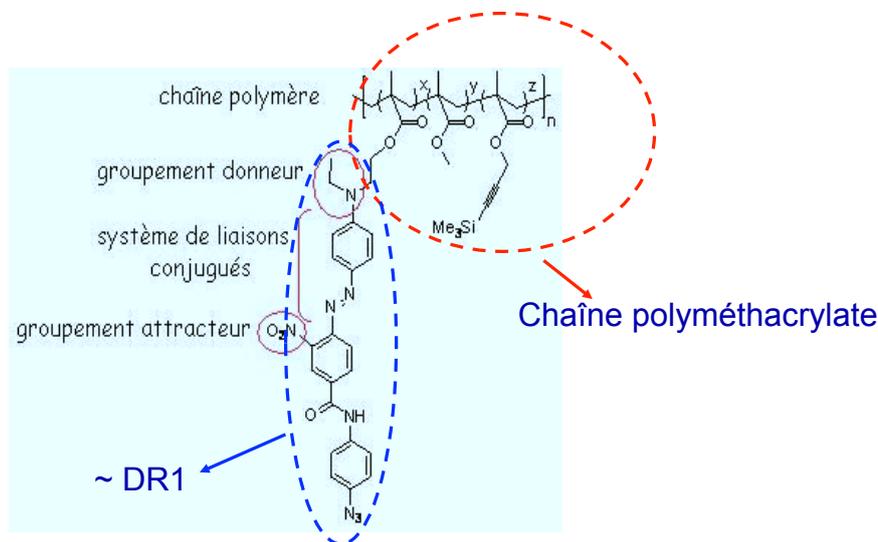


FIGURE 4.42 – Polymères de la famille des polyméthacrylates.

Des guides constitués de ce type de polymère promettent des propriétés non-linéaires très fortes avec un indice non-linéaire  $n_2$  qui peut atteindre de l'ordre  $10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  soit 1 000 fois plus que la valeur de la silice comme le présente le tableau 1.2. Un autre point

fort des guides polymères non-linéaires est la capacité d'intégration avec d'autres dispositifs pour réaliser des fonctions optiques très compactes. Cependant, le problème de ce type de guide consiste en des pertes linéiques élevées et une faible longueur de guide. Pour les guides polymères de ce type fabriqués au laboratoire, la valeur caractéristique des pertes du guide est de  $5 \text{ dB.cm}^{-1}$  ce qui est beaucoup plus grand que les pertes de  $0,9 \text{ dB.m}^{-1}$  de la fibre chalcogénure ou  $0,2 \text{ dB.km}^{-1}$  de la fibre monomode standard. Par ailleurs, la longueur du guide est inférieure à 2 cm. Ces valeurs conduisent à des difficultés d'observation des effets non-linéaires d'ordre 3 dans les guides polymères et donc à des difficultés de caractérisation du coefficient non-linéaire.

Dans cette partie, nous présenterons les conditions nécessaires pour générer et caractériser des effets non-linéaires d'ordre 3 tels que la SPM et le FWM dans des guides polymères.

### 4.3.1 Effet d'automodulation de phase (SPM)

Nous rappelons ici que, dans le cas où la dispersion  $D$  est faible, le déphasage non-linéaire maximum créé par la SPM est donné par l'équation (1-103) :

$$\phi_{\max} = \gamma P_0 z_{eff} = \frac{z_{eff}}{L_{NL}}, \quad (4-6)$$

où  $z_{eff}$  est la longueur effective de la fibre définie dans l'équation (1-101). Ce déphasage conduit à un élargissement des spectres comme le montre la figure 1.18. Supposons qu'un déphasage non-linéaire minimum de  $2\pi$  soit requis pour une application exploitant l'élargissement spectral par SPM. Comme le montre l'équation (4-6), lorsque le coefficient non-linéaire, les pertes et la longueur du guide sont fixés, une puissance crête minimum, que nous appellerons  $P_{2\pi}$  est nécessaire pour atteindre le déphasage non-linéaire de  $2\pi$ . La figure 4.43 montre les résultats du calcul de cette puissance crête  $P_{2\pi}$ , en fonction des pertes du guide avec des valeurs caractéristiques de guides polymères : atténuation de  $5 \text{ dB.cm}^{-1}$ , longueur de 2 cm et indice non-linéaire de  $10^{-13} \text{ cm}^2.\text{W}^{-1}$ . Avec ces valeurs d'indice non-linéaire et de pertes de guide, pour obtenir un déphasage de  $2\pi$ , la puissance crête doit être supérieure à 80 W pour une aire effective de  $4 \mu\text{m}^2$ , 60 W pour une aire effective de  $3 \mu\text{m}^2$  et 30 W pour une aire effective de  $2 \mu\text{m}^2$ . De plus, ces valeurs de puissance crête sont calculées sans prendre en compte les pertes de couplage qui sont généralement supérieures à 3 dB. Si les pertes de couplage sont prises en compte, la puissance crête nécessaire est de 160 W, 120 W et 60 W pour une aire effective de  $4 \mu\text{m}^2$ ,  $3 \mu\text{m}^2$  et  $2 \mu\text{m}^2$  respectivement. Ces valeurs ne sont pas compatibles avec des signaux de télécommunications dont la puissance crête est généralement de l'ordre de quelques dizaines de mW au maximum.

En conséquence, les applications basées sur l'effet de SPM ne sont pas envisageables simplement avec les guides polymères. Nous nous intéressons donc au FWM qui nécessite des puissances crête beaucoup plus faibles que celles nécessaires à l'observation de la SPM.

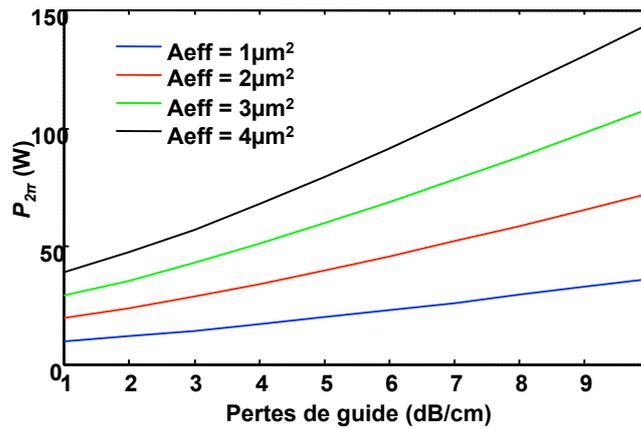


FIGURE 4.43 – Puissance crête  $P_{2\pi}$  en fonction des pertes du guide pour différentes aires effectives  $A_{eff}$  pour obtenir un déphasage de  $2\pi$  dans des guides polymères dont l'indice non-linéaire est de  $10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  et la longueur est de 2 cm.

### 4.3.2 Effet du mélange à quatre ondes (FWM)

Nous rappelons que le FWM est un effet optique non-linéaire dans lequel deux pompes d'entrée à des fréquences  $f_1$  et  $f_2$  ( $f_1 > f_2$ ) vont générer deux autres signaux à des fréquences différentes Stokes  $f_3$  et anti-Stokes  $f_4$  ( $f_4 > f_3$ ) (voir la figure 4.44).

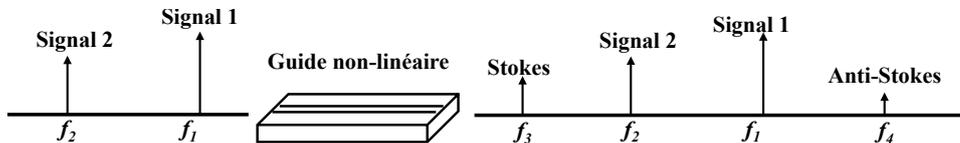


FIGURE 4.44 – Principe du mélange à quatre ondes (FWM).

Les signaux Stokes et anti-Stokes peuvent être utilisés pour la réalisation de fonctions toutes optiques telles que la conversion de longueur d'onde ou le démultiplexage temporel. Ils peuvent également être utilisés pour mesurer le coefficient non-linéaire Kerr de fibres ou de guides non-linéaires par la technique présentée dans la section 4.1.3. Supposons que la puissance  $P_1$  de la pompe 1 soit plus grande que la puissance  $P_2$  de la pompe 2, la puissance du signal anti-Stokes sera alors plus grande que celle du signal Stokes. Cette puissance du signal anti-Stokes peut être calculée à partir des puissances  $P_1$ ,  $P_2$  des deux pompes, de la longueur, du coefficient non-linéaire Kerr, de la dispersion et des pertes du guide comme le montre l'équation 4-3. Nous avons simulé la puissance moyenne du signal anti-Stokes  $P_4$  en fonction de la puissance crête de la pompe 1 pour un guide non-linéaire dont l'indice non-linéaire est de  $10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ , la longueur est de 2 cm et les pertes sont de  $5 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ . La pompe 2 est un signal continu tel que la puissance d'entrée avant le guide est de 8 dBm. Les valeurs utilisées dans la simulation sont les valeurs caractéristiques d'un guide non-linéaire polymère.

Les résultats de la simulation sont illustrés sur les figures 4.45a et 4.45b correspondant à une aire effective du guide de  $2 \mu\text{m}^2$  et  $3 \mu\text{m}^2$  respectivement. On remarque que la puissance du signal anti-Stokes  $P_4$  augmente avec la valeur de la pompe  $P_1$ . Nous estimons qu'une valeur  $P_4$  d'au moins  $-30$  dBm doit être atteinte pour pouvoir être exploitée dans une application télécom (cette valeur correspond à la puissance minimum d'entrée des amplificateurs optiques). Si l'on ne vise pas une application précise mais que l'on se contente de caractériser le signal anti-Stokes généré (à l'analyseur de spectre par exemple), nous établirons qu'une puissance requise de  $-45$  dBm est suffisante. Par conséquent, d'après la figure 4.45a, dans le cas d'une aire effective de guide de  $2 \mu\text{m}^2$ , la puissance crête de la pompe 1 doit être supérieure à  $0,2$  W pour une caractérisation non-linéaire du guide, et à  $1$  W pour une réalisation de fonction toute optique pour les télécommunications. Lorsque l'aire effective du guide est de  $3 \mu\text{m}^2$ , les seuils de la puissance crête de la pompe 1 pour les deux objectifs, caractérisation non-linéaire et réalisation de fonctions optiques, sont respectivement  $0,3$  W et  $1,5$  W d'après la figure 4.45b. Ces valeurs de puissance crête sont beaucoup plus faibles que la puissance nécessaire pour observer l'effet de SPM qui est généralement supérieure à  $60$  W.

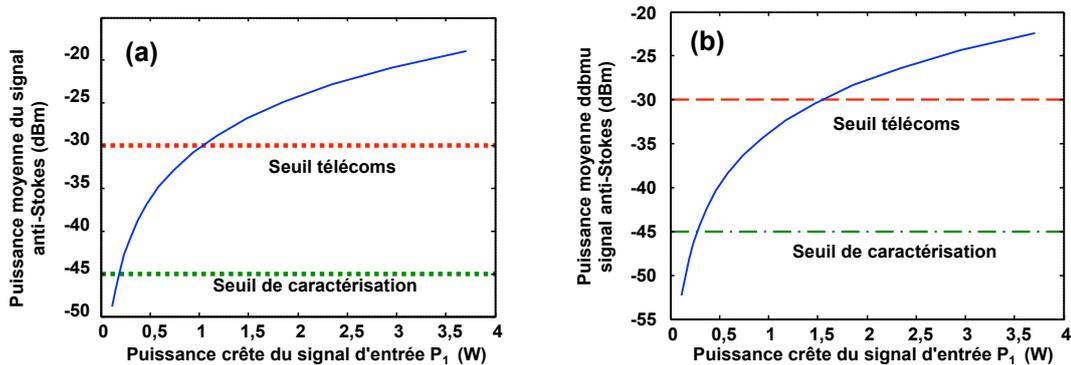


FIGURE 4.45 – Simulation de la puissance moyenne du signal anti-Stokes en fonction de la puissance crête de pompe 1 pour un guide polymère dont l'aire effective est de  $2 \mu\text{m}^2$  (a) et de  $3 \mu\text{m}^2$  (b).

En conclusion, la mesure par mélange à quatre ondes est plus favorable dans les guides polymères que la mesure par automodulation de phase.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé et validé de nouvelles méthodes permettant de réaliser des caractérisations non-linéaires de fibres ou de guides optiques. Avec ces techniques, nous pouvons déterminer à la fois le chirp de la source laser et le coefficient non-linéaire de la fibre sans nécessiter l'emploi d'un appareil aussi coûteux qu'un FROG (Frequency Resolved Optical Gating). La dispersion et le coefficient non-linéaire peuvent également être calculés

simultanément par nos nouvelles techniques. Ces techniques fonctionnent pour tous les types de fibres y compris lorsque la dispersion de la fibre est très différente de zéro.

Nous avons caractérisé deux fibres microstructurées en verre de AsSe mises au point et fabriquées par Perfos et SRC en 2010 et 2011. Nous avons de plus mis en évidence le caractère ultra non-linéaire de ces fibres en obtenant deux coefficients non-linéaires records en 2010 et 2011 de  $31\,300\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  et  $46\,000\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  respectivement. Nous avons également monté un nouveau banc qui permet d'étudier le mélange à quatre ondes. Avec ce banc, nous avons mesuré une bonne efficacité de mélange à quatre ondes pour les deux fibres ( $-17\text{ dB}$  pour la fibre 2011), et montré une conversion de longueur d'onde à  $10\text{ GHz}$  et  $42,7\text{ GHz}$  avec des puissances compatibles avec les contraintes des télécommunications.

Les travaux que j'ai effectués ont permis la réalisation, en août 2011, de nouvelles fibres microstructurées en verres de chalcogénures et la démonstration de la première conversion de longueur d'onde sans erreur à  $40\text{ Gbit}\cdot\text{s}^{-1}$  dans une telle fibre.

Enfin, nous avons étudié et présenté les conditions nécessaires pour observer des effets non-linéaires dans des guides en polymères.

# Conclusion

Mes travaux de thèse se sont déroulés au laboratoire Foton (Fonctions Optiques pour les Technologies de l'informatiON). L'objectif de cette thèse consistait en l'étude, la caractérisation et l'investigation de fibres et de guides optiques très fortement non-linéaires. Plus précisément il s'agissait de démontrer des effets optiques non-linéaires dans de nouvelles fibres et nouveaux guides optiques, et de réaliser ensuite des fonctions tout optiques pour les réseaux de télécommunication à très haut débits ( $> 40 \text{ Gbit.s}^{-1}$ ).

La présente de thèse s'inscrit dans la continuité de celle de T. N. Nguyen (soutenue le 3 octobre 2008) [6] et de la thèse de K. Messaad (soutenue le 9 juillet 2009) [9] également au laboratoire Foton. La thèse de T. N. Nguyen a permis d'initier une nouvelle thématique concernant l'étude des fibres optiques fortement non-linéaires au laboratoire. Son travail a permis de démontrer l'effet d'automodulation de phase et d'obtenir un record de non-linéarité de  $15\,000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  en 2009 [14] dans des fibres microstructurées en verres de chalcogénures fabriquées par Perfos (Lannion) et SCR (Rennes). Cette démonstration d'une non-linéarité importante dans les fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure était donc très prometteuse pour la réalisation de fonctions tout optiques. D'autre part, l'étude de guides polymères très non-linéaires était un des objectifs du CCLO, groupe du laboratoire Foton. L'étude de guides polymères se poursuit actuellement au CCLO dans le projet ANR MODPOL et dans le cadre de la thèse de H. Mahé débutée en même temps que la mienne.

En conséquence, mes travaux se sont orientés vers la démonstration et la réalisation d'effets non-linéaires dans des fibres microstructurées en verre de chalcogénures et dans des guides polymères fortement non-linéaires. Le but principal est de réaliser des fonctions tout optiques à base de ces dispositifs dont la puissance d'entrée soit compatible avec les contraintes des télécommunications. Plusieurs problèmes principaux étaient à résoudre : le couplage optique, le caractère monomode de la propagation et la caractérisation non-linéaire des fibres et guides non-linéaires.

Pour le couplage optique, nous avons présenté dans le chapitre 2 nos résultats concernant l'amélioration du couplage dans des fibres et dans des guides en utilisant des fibres microlentillées. Différents types de microlentilles ont été réalisées pour étudier l'influence de la tronçure du faisceau se propageant dans ces microlentilles sur le diamètre de mode. Pour le rendement de couplage optique avec une fibre de très petit cœur, nous avons montré que

la fibre gradhyp est la meilleure solution parmi celles que nous avons testées pour améliorer le taux de couplage. Le diamètre de mode le plus petit que l'on peut obtenir est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$  avec la fibre gradhyp 125 et la distance de travail peut être ajustée de zéro à plusieurs centaines de micromètres. Nous avons également proposé et mis en œuvre une technique permettant de déterminer plus exactement le profil de la lentille en bout de fibre lors de sa fabrication, ainsi qu'une amélioration de la modélisation des fibres gradhyps. Avec ces résultats, nous avons fabriqué plusieurs fibres micro-lentillés qui peuvent améliorer le rendement de couplage de 5,3 dB avec la fibre microstructurée non-linéaire par rapport au couplage avec une fibre standard SMF.

Pour caractériser le nombre de modes se propageant dans la fibre optique, nous avons développé une nouvelle technique d'analyse modale que nous présentons dans le chapitre 3. La technique permet de calculer précisément l'énergie relative de chaque mode d'ordre supérieur par rapport au mode fondamental. Elle est plus simple et plus rapide (quelques minutes pour chaque mesure) que la technique précédente S2 (plusieurs heures pour chaque mesure). De plus, nous avons également proposé une technique basée sur un produit scalaire qui peut être combinée avec la nouvelle technique d'analyse modale pour exclure des modes parasites et permettre d'obtenir des mesures plus précises. Ces nouvelles techniques sont utilisées pour caractériser de nouvelles fibres microstructurées non-linéaires.

Dans le chapitre 4, consacré à la caractérisation et aux investigations sur des fibres et guides optiques non-linéaire, nous avons d'abord présenté trois nouvelles techniques de caractérisation non-linéaires de fibres et guides non-linéaires. Ces techniques permettent de déterminer simultanément la dispersion et le coefficient non-linéaire en utilisant l'effet d'automodulation de phase et l'effet du mélange à quatre ondes même si la dispersion de la fibre est très différente de zéro. Le chirp de la source laser peut également être calculé sans nécessiter l'emploi d'un appareil aussi coûteux qu'un FROG (Frequency Resolved Optical Gating).

Nous avons ensuite caractérisé deux fibres microstructurées en verre AsSe mises au point et fabriquées par Perfos (Lannion) et SRC (Rennes) en 2010 et 2011. Deux coefficients non-linéaires records en 2010 et 2011 de  $31\,300 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et  $46\,000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  respectivement ont été mesurés. Nous avons également mis en place un nouveau banc qui permet d'étudier le mélange à quatre ondes. Avec ce banc, nous avons mesuré une bonne efficacité de mélange à quatre ondes pour les deux fibres ( $-17 \text{ dB}$  pour la fibre AsSe 2011), et montré une conversion de longueur d'onde à 10 GHz et 42,7 GHz avec des puissances compatibles avec les contraintes des télécommunications. Enfin, nous avons étudié et présenté les conditions nécessaires pour observer des effets non-linéaires dans des guides en polymères.

Les perspectives concernant l'étude des fibres microstructurées en verre de chalcogénure consistent en la mise au point de dispositifs tout optiques basés sur l'effet du mélange à quatre ondes. Avec la non-linéarité ultra forte et la capacité à mettre en œuvre de la conversion de longueur d'onde avec des signaux d'horloge à haut débit comme nous l'avons démontré dans des fibres microstructurées en verre de chalcogénure, il est envisageable

---

de réaliser des fonctions tout optiques telles que la conversion de longueur d'onde ou le démultiplexage temporel pour des données à très haut débit. En effet, les travaux que j'ai effectués ont permis la réalisation, en août 2011, de nouvelles fibres microstructurées en verres de chalcogénures monomodes et la démonstration de la première conversion de longueur d'onde sans erreur à  $40 \text{ Gbit.s}^{-1}$  dans une telle fibre. Ce dernier résultat a été obtenu par S. D. Le, doctorant au laboratoire Foton. Sa thèse qui s'inscrit dans la continuité de la mienne, a pour objectif de réaliser des fonctions tout optiques à base de fibres non-linéaires pour les réseaux de télécommunications.



# Annexes



## A Fabrication des fibres Gradissimos

Le procédé de fabrication des fibres Gradissimos consiste en 4 étapes :

- Soudure de la fibre à gradient d'indice et de la silice sans cœur (voir la figure A.1). Ces deux fibres auront été préalablement dénudées, nettoyées avec de l'alcool, mises dans une cuve à ultrasons et séchées avec un pistolet à air comprimé afin d'éviter toutes salissures susceptibles de détériorer la soudure. La cliveuse Fujikura et la soudeuse à arc électrique FSU 995 sont utilisées pour cliver et souder.
- Clivage de la silice de manière à obtenir un tronçon de silice de longueur  $L_s$  solidaire du tronçon de fibre à gradient d'indice (voir la figure A.2). La cliveuse de précision Fujikura est également utilisée pour cette étape. On repère où passe le couteau, puis on place la soudure à une distance précise du couteau à l'aide d'un générateur de réticule délimitant la distance  $L_s$ . Ensuite, on fait passer le couteau et on remesure la distance réelle de la silice  $L_s$  que l'on a obtenue grâce au générateur de réticule inséré dans la chaîne de visualisation.
- Soudure de la silice à la fibre monomode (voir la figure A.3). Les paramètres de soudure (intensité du courant, temps de soudure ...) dans cette étape sont différents de ceux de la première étape. La silice étant quasiment identique à une fibre monomode d'un point de vue indice de cœur, on peut utiliser les mêmes paramètres de soudure que dans le cas de la soudure entre deux fibres monomodes.
- Clivage du gradient d'indice (voir la figure A.4). La même technique que celle utilisée dans l'étape 2 nous permet d'obtenir une longueur  $L_{gi}$  de tronçon de la valeur désirée

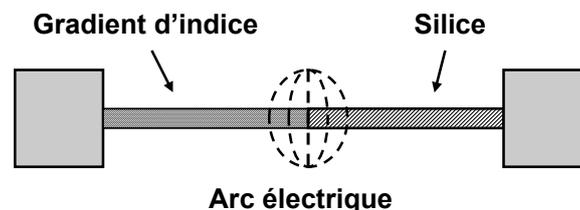


FIGURE A.1 – Etape 1, soudure de la fibre à gradient d'indice à la silice sans cœur.

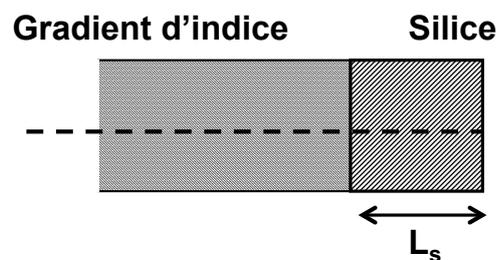


FIGURE A.2 – Etape 2, clivage de la silice de manière à obtenir un tronçon de silice de longueur  $L_s$  solidaire du tronçon de fibre à gradient d'indice.

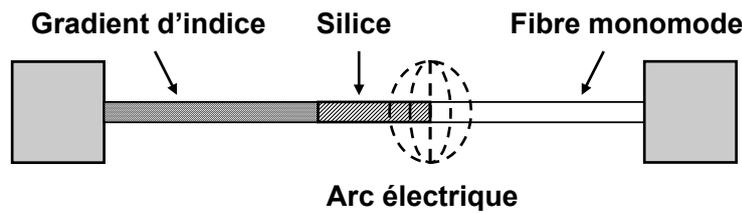


FIGURE A.3 – Etape 3, soudure de la silice à la fibre monomode.

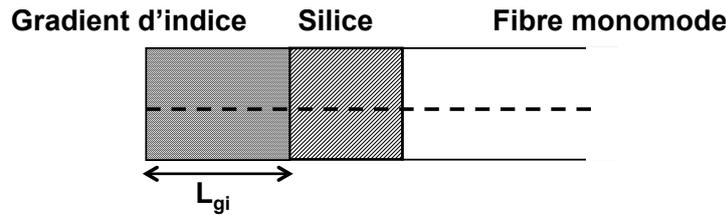


FIGURE A.4 – Etape 4, clivage du gradient d'indice.

## B Fabrication des fibres Gradhyps

Pour des gradhyps, les deux paramètres importants pour la réalisation de cette micro-lentille sont :

- la longueur de la section à gradient d'indice  $L_{gi}$ ,
- et le rayon de sphère osculatrice  $R$  de l'hyperbole de la lentille hyperbolique.

Le procédé qui consiste à souder un tronçon à gradient d'indice de longueur  $L_{gi}$  à la fibre monomode est le même que celui utilisé dans la fabrication de la gradissimo. Le profil hyperbolique est ensuite réalisé et contrôlé par quatre étapes :

- **Etape 1** : Fabrication de la lentille d'apport. La lentille d'apport est réalisée à l'aide d'une fibre monomode. La fibre monomode est placée dans la soudeuse et visualisée sur l'écran de contrôle comme illustré sur la figure B.1a. Ensuite la fibre est fondue et étirée dans deux directions opposées par la soudeuse (voir la figure B.1b) pour créer la lentille d'apport sphérique nécessaire à l'étape suivante. Nous pouvons augmenter le rayon de la lentille d'apport s'il est inférieur à  $43 \mu\text{m}$ .
- **Etape 2** : L'apport de matière. L'apport de matière est réalisé à l'aide de la lentille d'apport fabriquée auparavant. La lentille d'apport et la partie à gradient d'indice de la micro-lentille sont positionnées, alignées et en contact dans les deux plans comme le montre la figure B.2a. La soudeuse est alors activée avec les paramètres appropriés tels que les paramètres de déplacement des moteurs, de courant d'électrodes, ainsi que les temps associés. La fusion s'effectue, la lentille d'apport avance légèrement dans la micro-lentille puis se recule comme illustré sur la figure B.2b. La figure B.2c montre le résultat de cette étape. Le profil géométrique obtenu en bout de la micro-lentille va être refondu dans l'étape suivante.

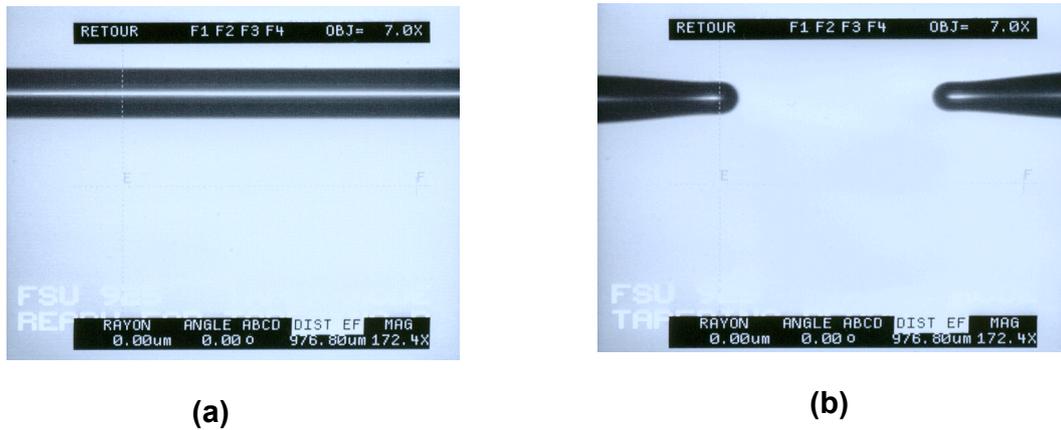


FIGURE B.1 – Etape 1 : (a) Fibre monomode avant fusion. (b) Fibre monomode après fusion.

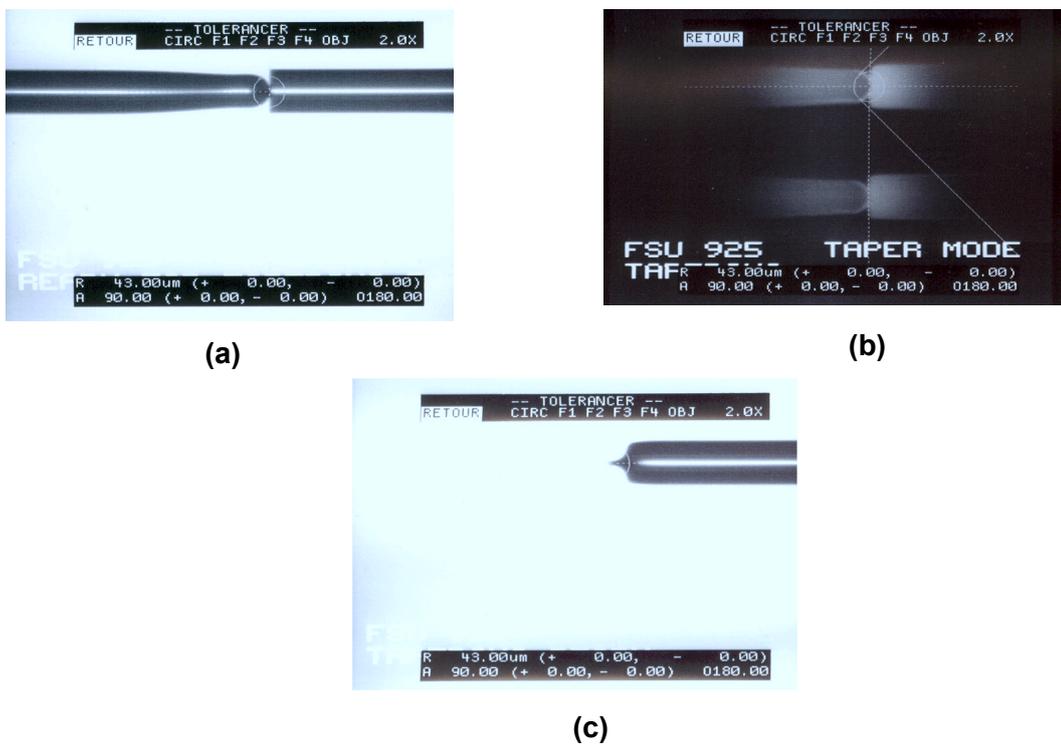


FIGURE B.2 – Etape 2 : (a) Alignement et mise en contact de la lentille d'apport et du tronçon à gradient d'indice. (b) Le programme de la soudeuse est envoyé. (c) Profil géométrique de la micro-lentille obtenue.

- **Etape 3** : Refonte de la lentille déposée Il peut être nécessaire de refondre l'extrémité de la fibre à plusieurs reprises pour obtenir le rayon désiré de sphère osculatrice. Cette opération se fait toujours dans la soudeuse mais avec de nouveaux paramètres. On se place toujours au point le plus chaud (au niveau de la barre du F de F3 dans la figure B.3) et on lance le programme jusqu'à obtention du rayon voulu.
- **Etape 4** : Vérification du rayon de sphère osculatrice Après la fabrication de notre micro optique et avant de la caractériser (champ proche, distance de travail et champ lointain) on va déterminer grâce au microscope le rayon de sphère osculatrice de l'hyperbole, la longueur du gradient d'indice et la longueur totale de la fibre. La figure B.4 montre un exemple de gradhyp 125 vue au microscope. Dans le cas où on n'obtient pas le rayon désiré, l'étape 3 est répétée.

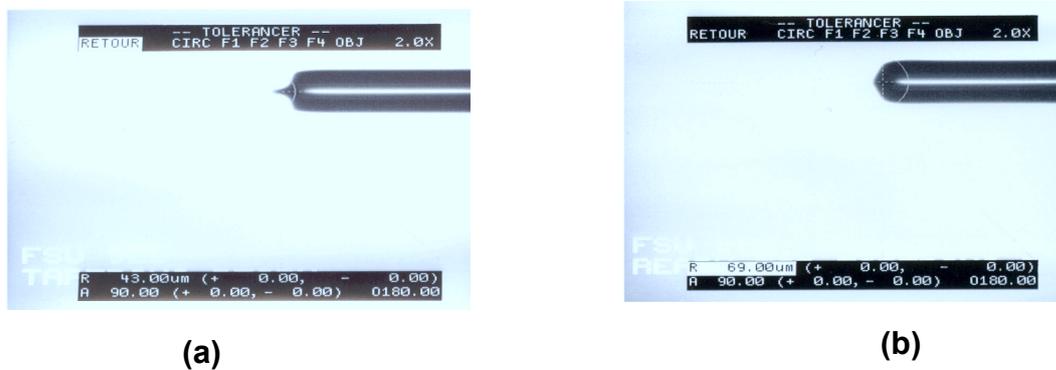


FIGURE B.3 – Etape 3 : (a) Micro-lentille après apport de matière. (b) Micro-lentille après arc de reprise de rayon de lentille.

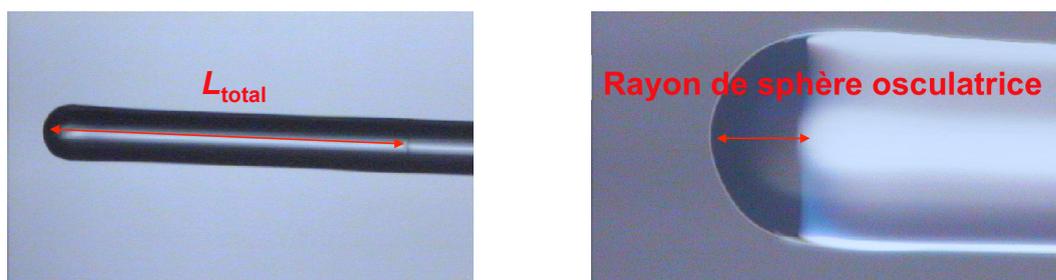


FIGURE B.4 – Gradhyp125 vue au microscope.

# Bibliographie de l'auteur

## Publications dans des revues à comité de lecture

1. **D. M. Nguyen**, T. Nguyen, T. Chartier, and M. Thual, "Accuracy improvement in the measurement of the non-linear coefficient of optical fibers based on self-phase modulation," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 29, no. 4, pp. 225–238, 2010.
2. **D. M. Nguyen**, S. Le, K. Lengle, D. Méchin, M. Thual, T. Chartier, Q. Coulombier, J. Troles, L. Bramerie, and L. Brilland, "Demonstration of nonlinear effects in an ultra-highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 24, pp. 1844–1846, 2010.
3. M. Thual, **D. M. Nguyen**, S. Le, T. Chartier, P. Rochard, C. Bastianelli, D. Méchin, Q. Coulombier, J. Troles, L. Brilland, T. Nguyen and S. Blin, "Recent advances on low loss and highly nonlinear AsSe suspended core photonic crystal optical fiber," *Journal of Science and Technology Special issue on Electronics, Telecommunications and Information Technology (invited paper)*, vol. 1, no. 1, pp. 1–13, 2010.
4. **D. M. Nguyen**, S. Le, G. Gueguen, Chartier, T., and M. Thual, "Numerical method for simultaneous measurement of dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers," 2010, accepted to *Optics Communication*.
5. **D. M. Nguyen**, S. Blin, T. Nguyen, S. Le, L. Provino, Chartier, T., and M. Thual, "Modal decomposition technique for multi-mode fibers," 2011, accepted to *Applied Optics*.
6. S. Le, **D. M. Nguyen**, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, J. Troles, "Efficient four-wave mixing in an ultra-highly nonlinear suspended-core Chalcogenide  $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$  fiber," 2011, accepted to *Optics Express*.

## Brevets

1. S. Blin, **D. M. Nguyen**, T. Chariter, M. Thual, and P. Rochard, "Procédé et système d'observation des modes transverses d'un guide optique," French Patent 09/53 299, 18 May 2009, 2009.

## Conférences scientifiques internationales

1. S. Blin, **D. M. Nguyen**, T. Nguyen, L. Provino, M. Thual, and T. Chartier, "Simple modal analysis method for multi-mode fibers," in *European Conference on Optical Communications*, Vienne, Austria, 2009, p. P1.16.
2. S. Blin, T. Nguyen, **D. M. Nguyen**, M. Provino, L. et Thual, and M. Chartier, "Defining, measuring, and optimizing laser beam quality," in *Proc. SPIE*, vol. 7503, 2009, p. 750346.
3. **D. M. Nguyen**, S. Le, L. Brilland, Q. Coulombier, J. Troles, D. Mechin, T. Chartier, and M. Thual, "Demonstration of a low loss and ultra highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber," in *European Conference on Optical Communications*, Torino, Italy, 2010, p. Tu.4.D.6.
4. **D. M. Nguyen**, T. Nguyen, S. Blin, M. Thual, and T. Chartier, "Scalar product technique in modal decomposition for multimode fibers," in *Proc. SPIE*, vol. 7717, 2010, p. 77170V.
5. **D. M. Nguyen**, G. Gueguen, S. Le, M. Thual, and T. Chartier, "Simultaneous measurement of group velocity dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers based on self-phase modulation," (2010) ICPA, Hanoi, Vietnam.
6. T. Chartier, **D. M. Nguyen**, S. D. Le, K. Lenglé, L. Bramerie, M. Thual, J. Troles, Q. Coulombier, T. N. Nguyen, L. Brilland, D. Méchin, C. Fortier, J. Fatome, F. Smektala, G. Renversez, "Chalcogenide photonic crystal fibers for telecommunication applications," (2010) invited conference, ICPA Hanoi, Vietnam.
7. S. Le, **D. M. Nguyen**, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, and P. Toupin, and J. Troles, "Demonstration of a low loss and ultra highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber," in *European Conference on Optical Communications*, Geneve, Swiss, 2011, Mo.2.LeCervin.4.
8. S. Le, **D. M. Nguyen**, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, J-C. Simon, L. Brilland, D. Méchin, and P. Toupin, and J. Troles, "42.7 Gbit/s RZ-33% Wavelength Conversion in a Chalcogenide Microstructured Fiber," in *Conference on Optical Fiber Communication*, Los Angeles, California, USA, 2012, OTh4H.4.

## Conférences scientifiques nationales en France

1. S. Blin, T. N. Nguyen, **D. M. Nguyen**, P. Rochard, L. Provino, A. Monteville, T. Robin, A. Mugnier, B. Cadier, D. Pureur, M. Thual, T. Chartier, "Dispositif pour l'observation et l'analyse quantitative des modes transverses d'une fibre optique," *JNOG 2009/103*, Lille, France.

2. **D. M. Nguyen**, T. N. Nguyen, T. Chartier and M. Thual, "Amélioration de la précision de la mesure du coefficient non linéaire Kerr de fibres optiques", *JNOG 2009/103*, Lille, France.
3. **D. M. Nguyen**, S. Le, G. Gueguen, T. Chartier et M. Thual, "Mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'automodulation de phase", *JNOG 2010 / 115*, Besançon, France.
4. **D. M. Nguyen**, S. Le, K. Lengle, L. Brilland, Q. Coulombier, J. Troles, D. Méchin, T. Chartier, L. Bramerie and M. Thual, "Fibre optique à cœur suspendu en verre de chalcogénure AsSe très fortement non linéaire", *JNOG 2010/128*, Besançon, France.
5. **D. M. Nguyen**, S. Le, M. Thual et T. Chartier, " Investigation du mélange à quatre ondes et application à la mesure simultanée de la dispersion et du coefficient Kerr sur des fibres en verres de chalcogénure ", *JNOG 2011*, Marseille, France.
6. S. Le, **D. M. Nguyen**, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva<sup>1</sup>, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, J. Troles, "Mélange à quatre ondes dans une fibre optique a cœur suspendu en verre de chalcogénure AsSe très fortement non-linéaire", *JNOG 2011*, Marseille, France.

# Accuracy Improvement in the Measurement of the Non-Linear Coefficient of Optical Fibers Based on Self-Phase Modulation

DUC MINH NGUYEN,<sup>1,2</sup> THANH NAM NGUYEN,<sup>3</sup>  
THIERRY CHARTIER,<sup>1</sup> and MONIQUE THUAL<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Université Européenne de Bretagne (UEB), CNRS UMR 6082, FOTON, ENSSAT, Lannion, France

<sup>2</sup>CCLO/FOTON, Lannion, France

<sup>3</sup>Faculty of Telecommunications, PTIT, Hanoi, Vietnam

**Abstract** *A novel and simple procedure to improve the accuracy of the measurement of the third-order Kerr non-linear coefficient of optical fibers based on self-phase modulation is described. It includes an efficient method to identify the chirp of the input pulse. A standard single-mode fiber and a highly non-linear microstructure chalcogenide fiber have been measured. The accuracy of the measurement is increased to  $\pm 5\%$  instead of  $\pm 19\%$  with the classical self-phase modulation method in this case.*

**Keywords** characterization of optical fibers, Kerr non-linear coefficient, self-phase modulation, modeling

## 1. Introduction

Utilization of the third-order Kerr non-linearity in a material allows a broad range of applications in optical transmission systems such as data regeneration or time-division demultiplexing [1, 2]. Realization of these functions requires a good knowledge of the non-linear coefficient  $\gamma$ , which depends on the non-linear refractive index  $n_2$  in the material. Accurate determination of this parameter, therefore, continues to be a current issue [3–7], especially with recent developments of ultra-high non-linear fibers and waveguides. Some techniques for the measurement of  $\gamma$  are based on four-wave-mixing [3], modulation instability [4], or soliton compression [5]. These methods allow simultaneous measuring of both GVD  $D$  and non-linear coefficient  $\gamma$ . However, the four-wave-mixing-based method is only valid in low-dispersion fibers, and the modulation-instability-based method is very sensitive to polarization and Brillouin effects. The soliton-compression-based method described in [5] is reliable for dispersion values greater than 0.5 ps/km/nm, but it requires low fiber losses where two photons absorption (TPA) is negligible. Due to these restrictions, the accuracy of the measurement of  $\gamma$  in some cases is not guaranteed.

Other methods to measure the non-linear refractive index  $n_2$  exist, such as the one proposed by Boskovic et al. [6], based on measuring the non-linear phase shift induced

Received 31 March 2010; accepted 30 April 2010.

Address correspondence to Professor Monique Thual, CCLO ENSSAT, 6 rue de Kérampont, BP 80518, 22305 Lannion cedex, France. E-mail: monique.thual@univ-rennes1.fr

through the self-phase modulation (SPM) effect with a continuous dual-frequency beat signal used as a pump signal. Though this method is efficient, it requires three wavelength-tunable laser diodes and two high-power amplifiers. Recently, Nguyen et al. [7] presented a full experimental method that was based on the comparison of the SPM effect in a test fiber and a standard fiber, both fibers having the same accumulated dispersion. This method is independent of the dispersion of the test fiber, but the sign of the dispersion of the standard fiber must be the same as that of the test fiber. The simulation method proposed by Stolen et al. [8] is based on SPM and is simple and valid for any value of the dispersion without any restriction on fiber losses or TPA. Since it does not take into account the effects of the input pulse shape when comparing experimental spectra and simulated spectra, an error on the coefficient  $n_2$  of a factor of 2 or more can appear due to several suitable values of  $\gamma$  [9]. A knowledge of the frequency chirp of the input pulse helps in reducing this error.

In this article, a novel and simple procedure is reported that is not restricted to low loss fiber for measuring the non-linear coefficient for all types of fibers and dispersion regimes. The method is based on the SPM effect and is an improvement of the method proposed by Stolen et al. [8]. It is shown that a small uncertainty in an experiment leads to a large error in simulation with the classical method. The improvement of the accuracy is due to an efficient method to determine the frequency chirp imposed on the input pulse. For this, the chirp could be measured with a frequency resolved optical gating (FROG), for instance, but here another solution is proposed that does not need the use of such an expensive system. Moreover, compared to [6], the proposed solution only requires a low repetition rate pulsed mode-locked laser to generate the SPM effect.

The article is organized as follows. Section 2 reviews the classical simulation SPM-based method and the error associated with it. Section 3 describes the principle of the new procedure with the chirp determination method. A comparison between the error of the new technique and that of the classical method is included. Analytic expressions and the numerical method for simulation of the spectral broadening are detailed in the Appendix.

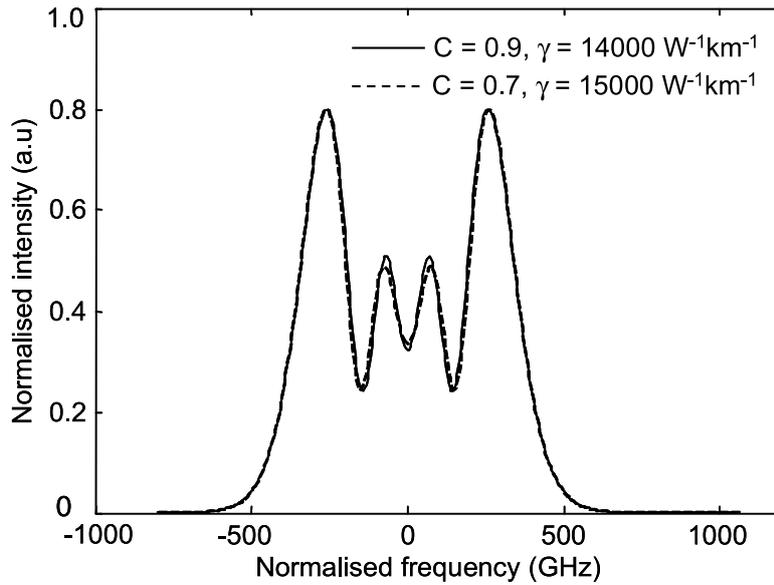
## 2. SPM Method

### 2.1. Principle of the Method

The third-order non-linearity in an optical fiber leads to SPM. This effect induces spectral broadening when an optical pulse propagates along the fiber. In the presence of group velocity dispersion (GVD), spectral changes are the combined effects of SPM and GVD and are governed by the non-linear Schrodinger equation (NSE) [10]. Spectral broadening is usually observed and depends on the non-linear coefficient  $\gamma$ , the fiber dispersion  $D$ , the shape of the optical pulse, the fiber length  $L$ , and the fiber attenuation. The spectral broadening is simulated by the split-step Fourier method [10] (see Appendix), which is convenient for solving the NSE. Assuming that the amplitude of the input pulse  $u(0, t)$  is a linearly-chirped Gaussian pulse,

$$u(0, t) = \exp \left[ -\frac{(1 + iC) t^2}{2 T_0^2} \right], \quad (1)$$

where  $C$  is the unknown chirp parameter, and  $T_0$  is the measurable pulse duration. Supposing that  $\gamma$  is the only unknown parameter of the fiber, measured spectra recorded



**Figure 1.** Simulated spectra of 0.68 m of non-linear fiber ( $\alpha = 15$  dB/m,  $D = -2,000$  ps/nm/km) with  $C = 0.9$ ,  $\gamma = 14,000$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> (continuous line) and  $C = 0.7$ ,  $\gamma = 15,000$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> (dashed line) when the peak power of the input pulse is 4.9 W and the full width at half maximum of the pulse is 5.8 ps.

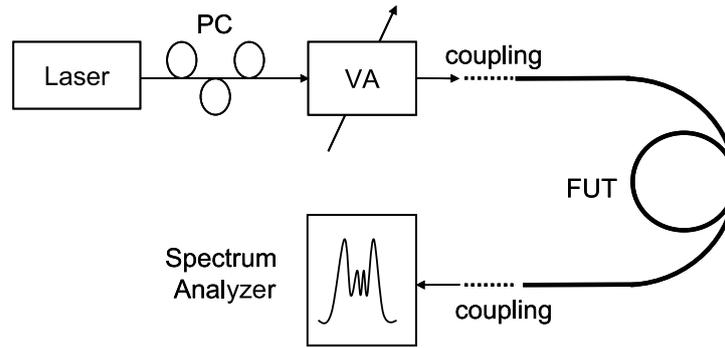
for different input peak powers then depend on the two unknown parameters ( $\gamma$ ,  $C$ ). Measured and simulated spectra can be compared to find the values of the parameters and  $C$ . This is the principle of the simulation method for determining  $\gamma$  proposed by Stolen et al. [8].

As expressed in the method [8], a unique non-linear coefficient  $\gamma$  and chirp parameter  $C$  are extracted simultaneously from the best fitting between the experimental and simulated spectrum. However, as pointed out, several couples ( $\gamma$ ,  $C$ ) can lead to very similar spectra at the end of the fiber. Figure 1 is an example in which nearly the same spectrum is obtained with different values of  $\gamma$  and  $C$ . It means that it is not always allowed to extract the non-linear coefficient  $\gamma$  and the chirp parameter  $C$  at the same time. A large error can occur, as happened in [9], when an error on the non-linear refractive index  $n_2$  of a factor of 2 appears due to several suitable values of  $\gamma$ .

## 2.2. Experimental Results

To illustrate the problem of the method, the non-linear coefficient of a highly-non-linear microstructured chalcogenide AsSe fiber [11] is measured, and the accuracy of the measurement is determined.

The experimental setup is illustrated in Figure 2. The incident field is linearly chirped Gaussian pulses of 5.8 ps, as given by Eq. (1), produced by a commercially available mode-locked erbium-doped fiber laser operating at 1,552 nm. The repetition rate is 19.3 MHz, and the maximum averaged power is 5.5 dBm. Power into the test fiber is varied with an optical attenuator. The polarization controller ensures that there are not any unexpected polarization effects during the non-linear propagation. The fiber under test (FUT) is a 68-cm long chalcogenide AsSe fiber. The coupling loss between the single-mode fiber (SMF) and the AsSe fiber is 6 dB. The values of the dispersion  $D$  and the attenuation for these fibers are known and summarized in Table 1 [11]. For each

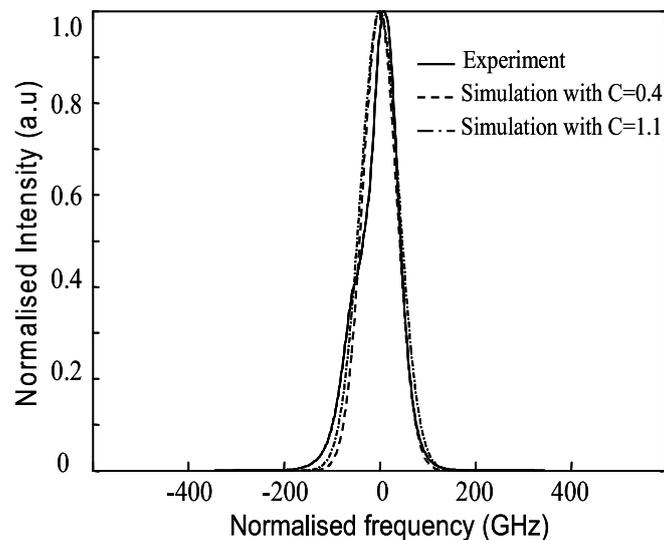


**Figure 2.** Experimental setup (VA, variable attenuator; PC, polarization controller).

**Table 1**

Values of dispersion and attenuation for two kinds of fibers at the wavelength of 1,550 nm from [11]

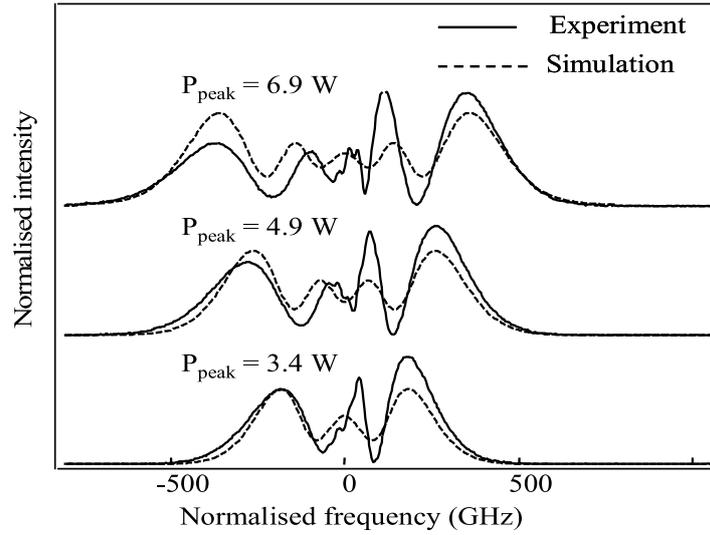
Fibers	$D$ (ps/nm/km)	dB/km
AsSe	-2,117	15,000
SMF	17	0.2



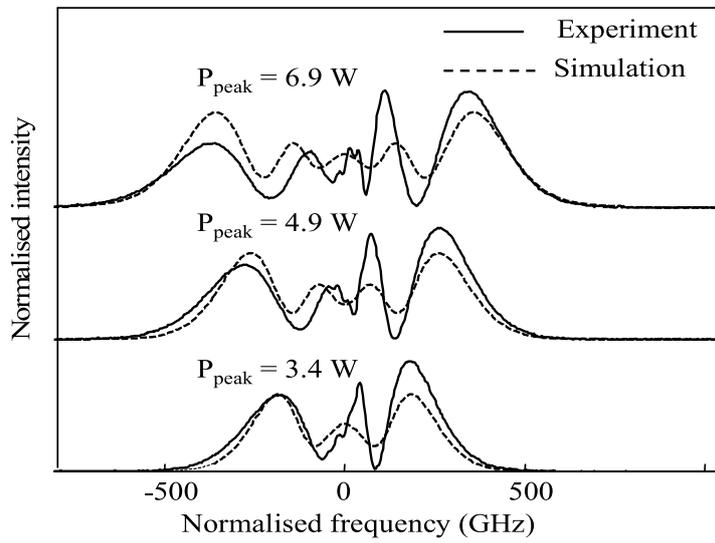
**Figure 3.** Measured input spectrum (continuous line) and simulated linearly chirped Gaussian pulse with  $C = 0.4$  (dashed line) and  $C = 1.1$  (dotted line).

measured spectrum, the peak power is determined from the average power at the output end of the fiber with corrections due to fiber loss and coupling loss.

The measured input spectrum and simulated linearly chirped Gaussian pulse with chirps  $C$  of 0.4 and 1.1 can be seen in Figure 3. Different spectra are recorded at the output of the FUT with different input powers. These spectra are then compared with simulated spectra produced by simulation. The difficulty to distinguish which experimental spectrum is better fitted to simulated spectrum is illustrated in Figure 4. As can be seen, the same



(a)



(b)

**Figure 4.** Measured and simulated spectra at the end of the fiber AsSe with corresponding  $17,200 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  for: (a)  $C = 0.4$ ,  $12,800 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and (b)  $C = 1.1$ , for different input peak powers  $P_{peak}$ .

experimental spectra are fitted by the simulated spectra with  $C = 0.4$  (Figure 4a) as well as with  $C = 1.1$  (Figure 4b), which leads to the different values of  $\gamma$  of  $17,200 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and  $12,800 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , respectively.

For simulation, the chirp  $C$  is varied from  $-0.4$  to  $1.4$  with a chosen step. For each value  $C_i$ , there is  $n$  simulated spectra corresponding to  $n$  different input powers and  $n$  measured spectra. The difference  $\delta_{ij}$  between experiment and simulation for each spectrum is determined by the least square method via the formula [12]

$$\delta_{ij} = \frac{\|u_{eij}(\lambda) - u_{sij}(\lambda)\|}{\|u_{eij}(\lambda)\|}, \quad (2)$$

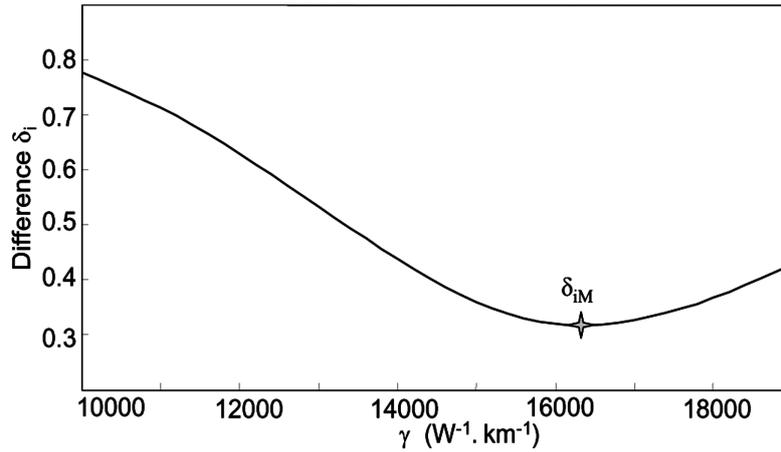


Figure 5. Difference  $\delta_i$  as a function of  $\gamma$  for the fiber AsSe.

where the norm  $\|u\|$  is defined as  $\|u\| = (\int |u(t)|^2 dt)^{1/2}$ ,  $\delta_{ij}$ ,  $u_{ei}$ , and  $u_{sji}$  are, respectively, the difference, experimental amplitude, and simulation amplitude for the  $j$ th spectrum. The medium difference  $\delta_i$  for all spectra corresponding to the chirp  $C_i$  is then calculated by the formula  $\delta_i = \sum \delta_{ij}/n$ .

Figure 5 shows examples of the difference  $\delta_i$  calculated by the least square method, in which  $\gamma$  is run from  $10,000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  to  $19,000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  for  $C = 0.5$ . The calculation is repeated on a range of chirp from  $-0.4$  to  $1.4$ . The minimum difference  $\delta_{iM}$  for each of these curves allows the curve of the difference  $\delta_{iM}$  to be plotted as a function of the chirp  $C$  (Figure 6). In an ideal case [8] when the uncertainty of the measurement is ignored, chirp  $C$  is then determined from the minimum value of the difference  $\delta_{iM}$ . However, this value is normally much different from zero due to an uncertainty of the input pulse shape as well as measurement errors on the fiber dispersion, the input power, the length of the fiber, or the fiber loss. Supposing that the uncertainty is 5%, from Figure 6, the values of the chirp are located on a plateau between 0.4 and 1.1, corresponding to values of the difference  $\delta_{iM}$  in the error region of 5% (due to error of the experiment) around the

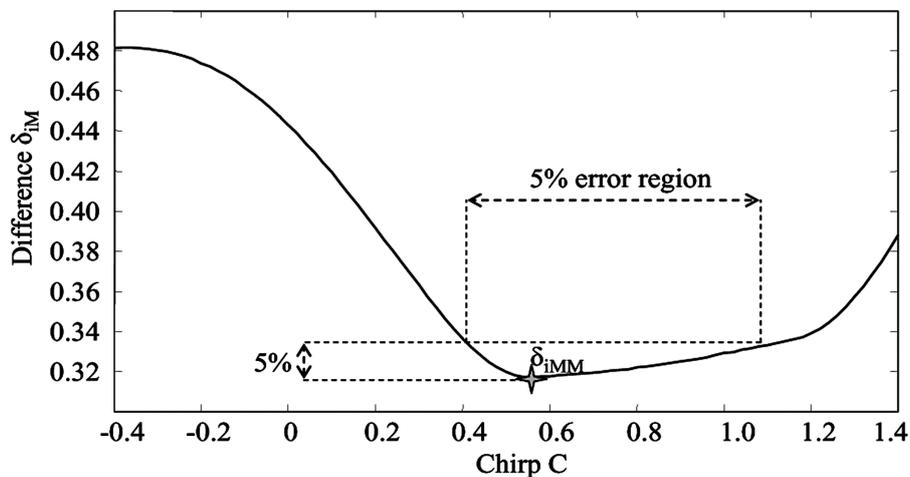
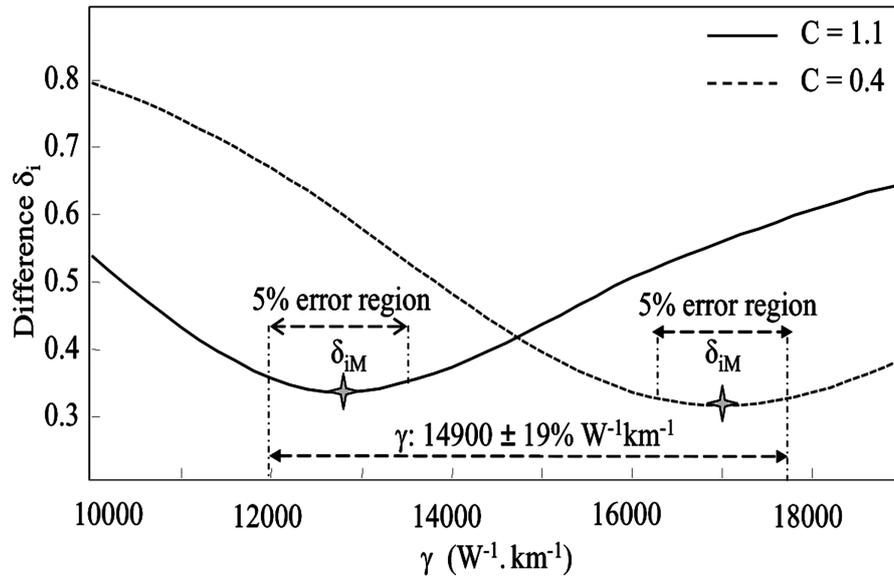


Figure 6. Difference  $\delta_{iM}$  as a function of the chirp for the fiber AsSe.



**Figure 7.** Difference  $\delta_i$  as a function of  $\gamma$  for  $C = 1.1$  and  $C = 0.4$ .

minimum difference  $\delta_{iMM}$  of 0.33. This corresponds to, according to Figure 7, a range of  $12,000 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  to  $17,800 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  ( $14,900 \pm 19\% \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ). It means that when calculating simultaneously the chirp  $C$  and the non-linear coefficient  $\gamma$ , an initial error (5%) in the experimental step leads to a final error of  $\pm 19\%$ .

### 3. Improved Simulation SPM-Based Method

#### 3.1. Principle of the New Method

The problem of the classical method is overcome by adding a step in which an efficient technique for determining the chirp is used. The principle of this technique is based on a comparison between the simulated spectra and the measured spectra of a reference fiber. The reference fiber is the one where all parameters ( $\alpha$ ,  $D$ ,  $\gamma$ ) are well known such as a standard SMF. Since the non-linear coefficient is known, the only remaining variable in simulation is now the chirp parameter. A function of the difference between simulated and experimental spectra with the chirp  $C$  is then numerically calculated by using the least square method. Final results are values of the chirp in the local error region around the minimum difference. The range of the calculated chirp is now much narrowed when compared to the classical method due to the knowledge of the parameter, which helps to reduce the number of variables in simulation from two variables ( $\gamma$ ,  $C$ ) to one variable ( $C$ ). A FROG could be used to measure this chirp  $C$ , but the proposed solution does not need the use of such an expensive system. Moreover the proposed method allows the deduction of both the chirp of the source and the non-linear parameter of a waveguide.

The reference fiber is then replaced by a fiber whose non-linear coefficient  $\gamma$  is unknown. The simulation is made with the chirp parameter calculated from the previous step and an only variable  $\gamma$ . The same comparison procedure between simulated and measured spectra gives values of  $\gamma$  as a function of the difference. From the minimum difference, the non-linear coefficient of the FUT is determined.

### 3.2. Experimental Results

For a comparison, the coefficient  $\gamma$  of the same chalcogenide fiber is measured with the new improved method. The experimental setup (Figure 2) is the same as the one in the classical method, but the FUTs are, respectively, a 2-km long SMF and a 68-cm long chalcogenide fiber. The chirp parameter of the laser source is first measured by using the reference SMF as a test fiber. The non-linear coefficient  $\gamma$  of the SMF is  $1.3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [12]. The fiber dispersion and the linear attenuation are given in Table 1. By comparing simulated and measured spectra for various values of chirp  $C$ , the difference  $\delta_{iM}$  is plotted as a function of the chirp (Figure 8). Due to the known value of  $\gamma$ , according to Figure 8, the range of calculated chirp  $C$  is greatly reduced to 0.6–0.7 (region of 5% around the minimum difference of 0.26). Spectra corresponding to the chirp of 0.6 for the SMF are shown in Figure 9.

The SMF is then replaced by the chalcogenide fiber to measure its non-linear coefficient  $\gamma$ . The same procedure as the one used for the SMF is implemented, but the values of the chirp ( $C = 0.6$ ,  $C = 0.7$ ) are known and is now the only variable to determine. This leads to values of  $\gamma$  running from  $14,400 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  to  $16,600 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ( $15,800 \pm 5\% \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ; Figure 10). A good fit between simulated and experimental spectra for  $C = 0.6$  and  $C = 0.7$  with corresponding  $\gamma$  of  $15,800 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and  $15,200 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , respectively, can be seen in Figure 11. With the same initial error of 5% of the experiment, the final error of the measurement is reduced to  $\pm 5\%$ , which is much better than the previous value of  $\pm 19\%$ .

The improved method is valid for any kind of fiber dispersion and any value of fiber losses. The third-order dispersion is not taken into account in simulation, and the input pulse can be non-linearly chirped at large power; this, and perhaps some cladding modes coupled back in the measurement stage, could lead to an imperfect fit between measured and simulated spectra for the chalcogenide fiber (Figure 11). The TPA effect can be taken into account in the simulation step. An advantage when comparing to the method described in [5] is that the dispersion of the reference fiber is not restricted. The input pulse used in the experiment is a Gaussian pulse, but the same procedure can be applied to other kinds of pulse shapes. Since the coupling between the input end of the FUT and

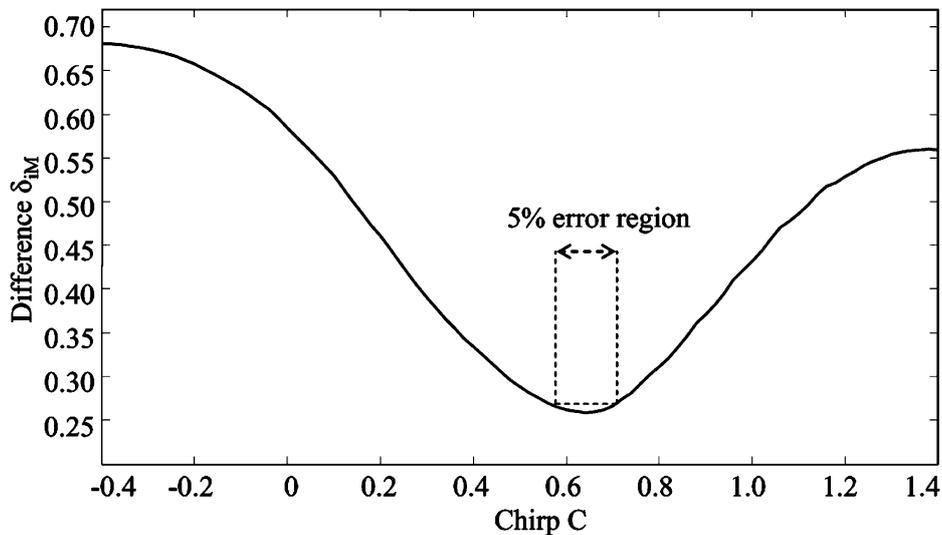
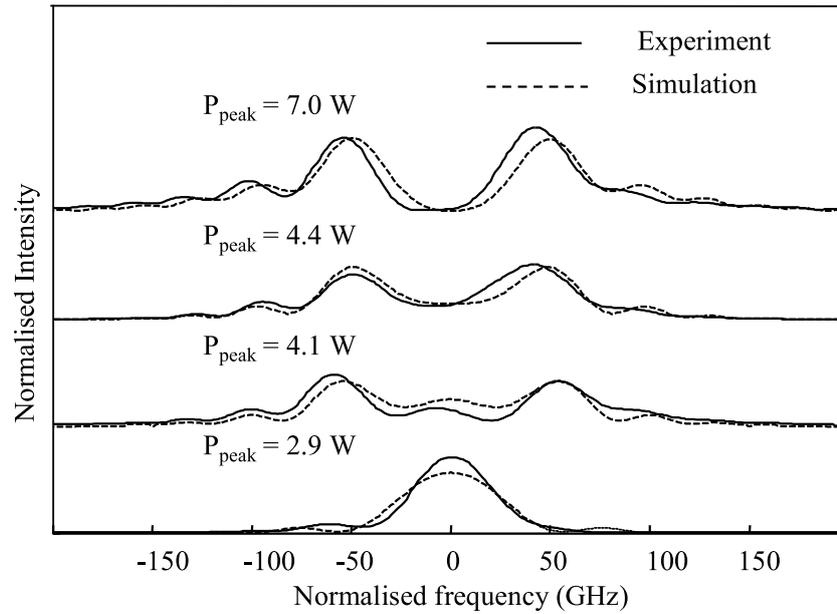
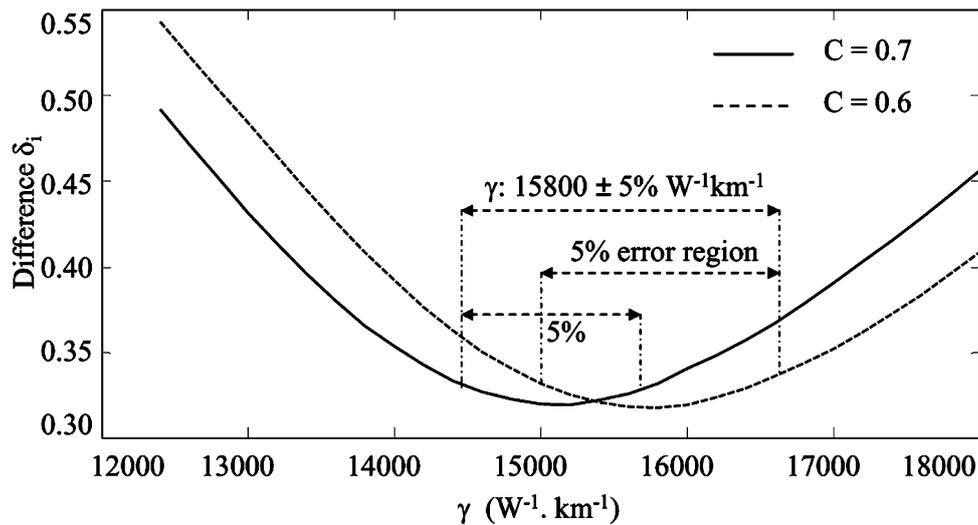


Figure 8. Difference  $\delta_{iM}$  as a function of chirp  $C$  for the SMF.



**Figure 9.** Spectra comparison for the SMF with  $C = 0.6$ .

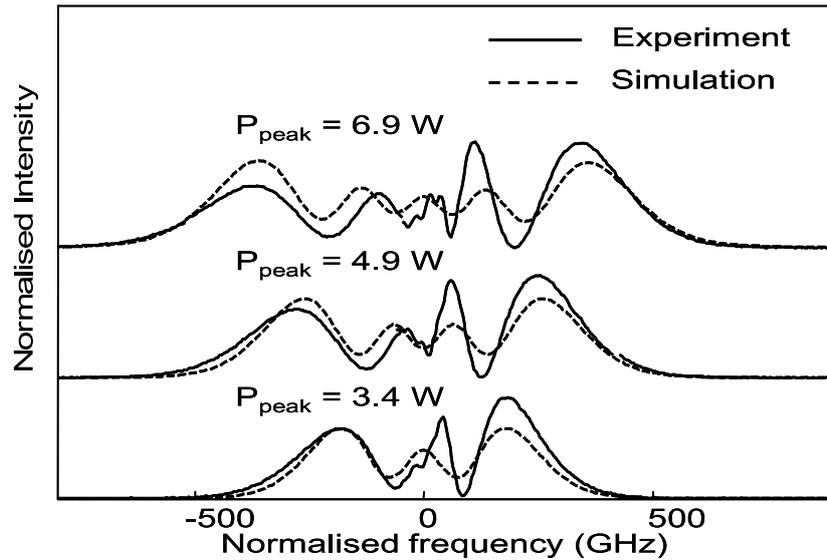


**Figure 10.** Difference as a function of  $\gamma$  for  $C = 0.7$  and  $C = 0.6$  for the chalcogenide fiber.

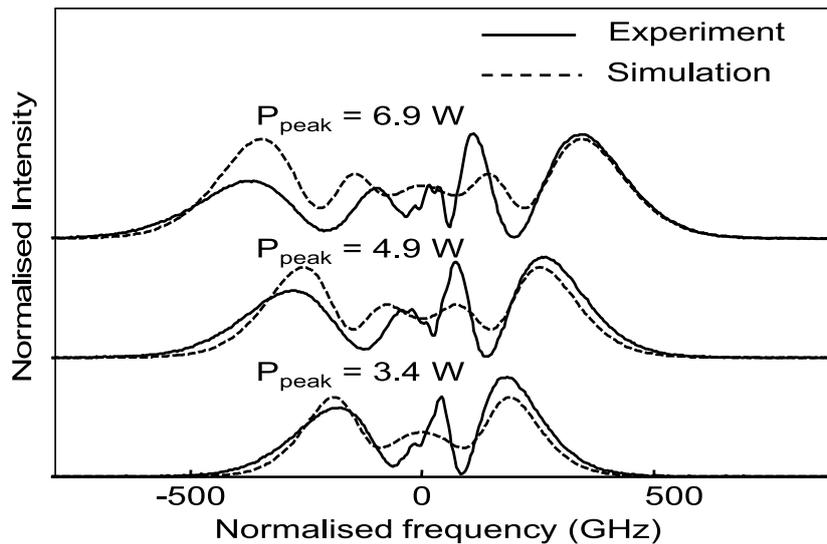
the standard fiber is fixed, the method is stable and not sensitive to vibrations and other environment factors when the FUT is single mode. The method is limited to linear chirp. A non-linear chirp is still a challenge in simulation.

#### 4. Conclusion

A method to improve the accuracy of the measurement of the non-linear coefficient of fibers, based on a comparison between measured and simulated broadening SPM spectra, has been presented. This method relies on measuring the chirp parameter of the source by using the fiber whose non-linear coefficient is known. It was validated by measuring the non-linear coefficient of the ultra-high non-linear chalcogenide AsSe fiber. A great improvement of the accuracy in the improved technique with a factor around 3.8 is



(a)



(b)

**Figure 11.** Measured and simulated spectra in fiber AsSe with corresponding  $\gamma$  for: (a)  $C = 0.6$ ,  $15,800 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and (b)  $C = 0.7$ ,  $15,200 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

realized (the error is reduced from  $\pm 19\%$  with the classical method to  $\pm 5\%$  with the new method). This method can be applied to any other fiber or waveguide to observe spectral broadening by SPM and measure the non-linear coefficient.

### Acknowledgments

The authors thank J. Troles (Sciences Chimiques de Rennes, France) and L. Brilland (PERFOS, France) for the non-linear fiber conducted under project ANR FUTUR. This research was supported by the “Ministère de la recherche française, la région Bretagne, le département des Côtes d’Armor, l’agglomération Lannion-Trégor et le Feder.”

## References

1. Pelusi, M. D., Ta'eed, V. G., Lamont, M. R. E., Madden, S., Choi, D.-Y., Luther-Davies, B., and Eggleton, B. J. 2007. Ultra-high nonlinear As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> planar waveguide for 160-gb/s optical time-division demultiplexing by four-wave mixing. *IEEE Photonics Technology Letters* 19(19):1496.
2. Ruan, Y., Luther-Davies, B., Li, W., Rode, A., Kolev, V., and Madden, S. 2005. Large phase shifts in As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> waveguides for all-optical processing devices. *Optics Letters* 30(19):2605.
3. Chen, H. 2003. Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing. *Optics Communications* 220:331.
4. Fatome, J., Pitois, S., and Millot, G. 2006. Measurement of nonlinear and chromatic dispersion parameters of optical fibers using modulation instability. *Optical Fiber Technology* 12(3):243.
5. Nguyen, T. N., Chartier, T., Thual, M., Besnard, P., Provino, L., Monteville, A., Traynor, N. 2007. Simultaneous measurement of anomalous group-velocity dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers using soliton-effect compression. *Optics Communications* 278:60.
6. Boskovic, A., Chernikov, S. V., Taylor, J. R., Gruner-Nielsen, L., and Levring, O. A. 1996. Direct continuous-wave measurement of  $n_2$  in various types of telecommunication fiber at 1.55  $\mu\text{m}$ . *Optics Letters* 21(24):1966.
7. Nguyen, T. N., Chartier, T., Thual, M., Simon, J. C., Brilland, L., Troles, J., and Bui, T. H. 2009. Simple method to measure the third-order nonlinear coefficient of optical fibres. Paper P1.17. *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, Vienna, Austria, September 20–24.
8. Stolen, R. H., Reed, W. A., Kim, K. S., and Harvey, G. T. 1998. Measurement of the nonlinear refractive index of long dispersion-shifted fibers by self-phase modulation at 1.55  $\mu\text{m}$ . *Journal of Lightwave Technology* 16(6):1006.
9. Slusher, R. E., Lenz, G., Hodelin, J., Sanghera, J., Shaw, L. B., and Aggarwal, I. D. 2004. Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fibers. *Journal of Optical Society of America B* 21(6):1146.
10. Agrawal, G. P. 2007. *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. USA/UK: Academic Press, pp. 41–45.
11. Nguyen, T. N., Chartier, T., Coulombier, Q., Houizot, P., Brilland, L., Smektala, F., Troles, J., Fortier, C., Fatome, J., and Thual, M. 2009. Ultra highly nonlinear AsSe chalcogenide holey fiber for nonlinear applications. Paper 10.1.2. *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, Vienna, Austria, September 20–24.
12. Sinkin, O. V., Holzlohner, R., Zweck, J., and Menyuk, C. R. 2003. Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems. *Journal of Lightwave Technology* 21(1):61.

## Biographies

**Duc Minh Nguyen** was born in Hanoi, Vietnam, in 1986. He received his bachelor degree from Vietnam National University in 2007 in the field of physics science. He is currently a Ph.D. student in the FOTON laboratory, ENSSAT, Lannion, France. The subject of his thesis is the characterization and realization optical non-linear effects and their applications in optical communication in new fibers or waveguides.

**Thanh Nam Nguyen** was born in Phutho, Vietnam, in 1980. He received his Ph.D. in optical communications and physics science from the University of Rennes 1, France, in 2008. In 2009, he worked as a researcher in a post-doctoral program with FOTON laboratory, ENSSAT, Lannion, France. He is currently a lecturer–researcher at Faculty of Telecommunications, Posts and Telecommunications Institute of Technology, Hanoi, Vietnam. His work mainly involves optical communications. His research interests are non-linear characterization in optical fiber and non-linear applications of fiber in the

optical communications, especially in all-optical regeneration and simulation optical communications systems.

**Thierry Chartier** was born in 1969. He received his Ph.D. in physics from the Université de Rennes 1, France, in 1997. In 1998, he joined the laboratory CORIA of the Université de Rouen to study high power fiber lasers. In 2003, he joined the laboratory FOTON, Lannion, France, where his research activities concern non-linear optics in fibers for telecommunication systems and fiber lasers.

**Monique Thual** was born in France in 1963. She received her engineering and master degrees from the National Polytechnic Institute of Toulouse in 1986. She obtained a Ph.D. from the Université de Rennes 1, France in 1989. She worked as a research engineer in France Telecom R&D (now Orange Labs) in the field of optical telecommunication systems until 2000. She is now a professor at Université de Rennes 1, researching micro-lenses on fibers and highly non-linear integrated optics in the Centre Commun Lannionnais d'Optique (CCLO) of UMR CNRS 6082 FOTON (Fonctions Optiques pour les Technologies de l'information), which she joined in 2000. She has published around 70 papers in international journals or conferences and is the author of 8 patents and one software item. She has been an advisory board member of *Fiber and Integrated Optics* since 2005 and has obtained the Kingslake Medal and prize from SPIE in 2007.

## Appendix A

Spectral broadening of an optical pulse propagating along the fiber is the combined effects of SPM and GVD, which is governed by the NSE [10]:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - \exp(-\alpha z) \gamma P_0 |U|^2 U, \quad (\text{A1})$$

where  $\alpha$ ,  $\beta_2$ , and  $\gamma$  are, respectively, the attenuation loss, the dispersion parameter, and the third-order Kerr non-linear coefficient of the fiber;  $P_0$  is the peak power of the incident pulse; and  $U$  is the normalized amplitude that is related to the slowly varying amplitude of the pulse envelope by the formula

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, T). \quad (\text{A2})$$

Analytic expressions for the solutions of Eq. (A1) can be calculated when the pulse evolution is governed only by the GVD ( $\gamma = 0$ ) or by the SPM ( $\beta_2 = 0$ ). When the effects of both GVD and SPM play significant role, the split-step Fourier method is used.

### A.1. Analytic Expression for the Dispersion-Induced Pulse Broadening [10]

When the GVD is dominated ( $\gamma = 0$ ), Eq. (A1) is rewritten as

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}. \quad (\text{A3})$$

The above equation is solved by using the Fourier method, and the solution is given by

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right), \quad (\text{A4})$$

where  $\tilde{U}(z, \omega)$  is the Fourier transform of  $U(z, T)$ . From Eq. (A2), the solution of the slowly varying amplitude is

$$\tilde{A}(z, \omega) = \sqrt{P_0} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - \frac{i}{2} \alpha z\right). \quad (\text{A5})$$

This means that the dispersion and absorption in a linear medium is accounted by a differential operator  $\hat{D}$ :

$$\hat{D} = -\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2}. \quad (\text{A6})$$

### A.2. Analytic Expression for the SPM-Induced Pulse Broadening [10]

If the effect of GVD on SPM is negligible ( $\beta_2 = 0$ ), Eq. (A1) becomes

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i \exp(-\alpha z) \gamma P_0 |U|^2 U. \quad (\text{A7})$$

The above equation is readily solved with the solution

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i |U(0, T)|^2 (z_{eff} \gamma P_0)], \quad (\text{A8})$$

where  $z_{eff}$  is the effective length of the fiber

$$z_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)]. \quad (\text{A9})$$

From Eq. (A8), the non-linear operator  $\hat{N}$  that accounts for the effect of SPM can be deduced:

$$\hat{N} = i \gamma |A|^2. \quad (\text{A10})$$

### A.3. Split-Step Fourier Method [10]

In general, the effects of SPM and GVD act together along the length of the fiber. Thus, it is useful to write Eq. (A1) in the form

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A. \quad (\text{A11})$$

To solve this equation, the split-step Fourier method is utilized. It is a numerical method to obtain an approximate solution by assuming that the dispersive and non-linear effects can pretend to act independently over a small distance  $h$  of the propagation of the optical field. More specifically, propagation from  $z$  to  $z + h$  is carried out in two steps, where the non-linearity and the dispersion respectively act alone ( $\hat{D} = 0$  or  $\hat{N} = 0$ ). Mathematically,

$$A(z + h, T) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N})A(z, T). \quad (\text{A12})$$

The accuracy of the method can be improved by adopting a different procedure to propagate the pulse over one segment from  $z$  to  $z + h$ . It means that the effect of SPM is included in the middle of the segment rather than at the segment boundary. The final expression for the split-step Fourier method will be

$$A(z + h, T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} h\hat{N}\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, T). \quad (\text{A13})$$

This formula is used for the simulation of the spectral broadening at the output of the optical fiber in this article.

# Demonstration of Nonlinear Effects in an Ultra-Highly Nonlinear AsSe Suspended-Core Chalcogenide Fiber

Duc Minh Nguyen, Sy Dat Le, Kevin Lengle, David Méchin, Monique Thual, Thierry Chartier, Quentin Coulombier, Johann Troles, Lauren Bramerie, and Laurent Brilland

**Abstract**—Self-phase modulation and 10-GHz four-wave mixing are demonstrated in a low-loss and ultra-highly nonlinear suspended-core chalcogenide fiber. A record Kerr nonlinearity of  $31\,300\text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  is measured and a direct evidence of fast response in time-resolved measurement of the nonlinear frequency conversion of high repetition rate is provided.

**Index Terms**—Chalcogenide optical fiber, four-wave mixing (FWM), nonlinear optics, self-phase modulation (SPM).

## I. INTRODUCTION

NONLINEAR effects in optical fibers are favorable in an optical transmission system for the ultrafast response of optical Kerr nonlinearity and its bandwidth. They are utilized to realize all-optical signal-processing functions such as data regeneration by self-phase modulation (SPM) [1] or time-division demultiplexing by four-wave mixing (FWM) [2]. For realization of these functions, chalcogenide photonic crystal fibers have been proved to be of great interest [3]–[5], either due to the high transparency in the infrared region, the high nonlinearity which can reach to 1000 times greater than fused silica, or to a small effective area structure. Recently, nonlinear characterization in a AsSe photonic crystal fiber with the structure of 3-hexagonal-ring has demonstrated a nonlinear coefficient which is up to  $15\,000\text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  [5]. However, the attenuation loss is high (15 dB/m), due to many disadvantages of the “stack-and-draw” fabrication method. A new fabrication technique [6] to create suspended-core structure allows us to overcome the problems of the previous technique. Therefore, a combination between AsSe chalcogenide glass and a suspended-core photonic crystal structure offers strong potential for nonlinear applications.

Manuscript received August 16, 2010; revised September 28, 2010; accepted October 11, 2010. Date of publication October 18, 2010; date of current version December 02, 2010.

D. M. Nguyen, S. D. Le, K. Lengle, M. Thual, T. Chartier, and L. Bramerie are with Université Européenne de Bretagne (UEB), CNRS-Foton Laboratory (UMR 6082)/Université de Rennes 1, Enssat, BP 80518, 22305 Lannion Cedex, France (e-mail: dnguyen@enssat.fr; Sy-Dat.Le@enssat.fr; kevin.lengle@enssat.fr; monique.thual@univ-rennes1.fr; Thierry.Chartier@enssat.fr; Laurent.Bramerie@enssat.fr).

D. Méchin and L. Brilland are with PERFOS, 22300 Lannion, France (e-mail: dmechin@perfos.com; laurent.brilland@univ-rennes1.fr).

Q. Coulombier and J. Troles are with Equipe Verres et Ceramiques, UMR-CNRS 6226, Université de Rennes 1, 35000 Rennes, France (e-mail: quentin.coulombier@univ-rennes1.fr; johann.troles@univ-rennes1.fr).

Color versions of one or more of the figures in this letter are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2010.2088386

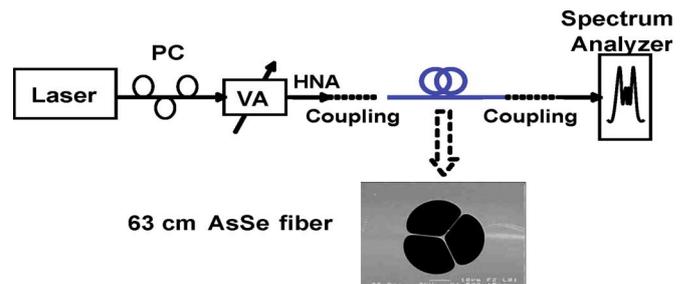


Fig. 1. Experimental setup for the SPM effect and the cross section of the AsSe suspended-core fiber. VA: variable attenuator. PC: polarization controller.

In this letter, we report a demonstration of nonlinear effects in a low loss AsSe suspended-core photonic crystal fiber. A record Kerr nonlinearity of  $31\,300\text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  is measured by using the SPM effect. A 10-GHz demonstration of FWM of 43-cm AsSe fiber is provided. The conversion gain of about  $-27\text{ dB}$  is achieved with about 20 mW of average power at the fiber input.

## II. SUSPENDED-CORE CHALCOGENIDES FIBERS

The fiber fabrication method is based on a casting glass [6]. A high purity AsSe glass is heated around  $450\text{ }^\circ\text{C}$  and flowed in a silica mould made of silica capillaries. A hydrofluoric solution is then applied to remove these ones at ambient temperature. The fabrication process produces a suspended-core structure which contains three holes around a solid core as in Fig. 1. The external diameter is  $235\text{ }\mu\text{m}$  and the core diameter is  $2\text{ }\mu\text{m}$ . This new structure enables us to reduce significantly the loss of the chalcogenide photonic crystal fiber. The fiber loss, the mode effective area, and the number of transverse modes are, respectively, measured by the cut-back, the far field, and the modal analysis methods at  $1550\text{ nm}$ . The fiber loss is  $4.6\text{ dB/m}$  which is a large improvement compared to that of the previous AsSe fiber ( $15\text{ dB/m}$ ) [5]. The mode effective area  $A_{\text{eff}}$  is  $1.7 \pm 0.1\text{ }\mu\text{m}^2$ . The mode field diameter  $d$  is then  $1.4\text{ }\mu\text{m}$  calculated from  $A_{\text{eff}} = \pi d^2/4$ . Since the relative powers of the higher order modes compared with the fundamental mode are less than  $-50\text{ dB}$ , the fiber is considered to be single-mode. All these measurements are detailed in [7].

## III. SELF-PHASE MODULATION

The experimental setup for the SPM effect is illustrated in Fig. 1. A Gaussian pulse of 6 ps is generated by a commercially available mode-locked erbium-doped fiber laser operating at a repetition rate of 19.3 MHz around  $1550\text{ nm}$ . The signal is then passed through a polarization controller (PC) to ensure that there

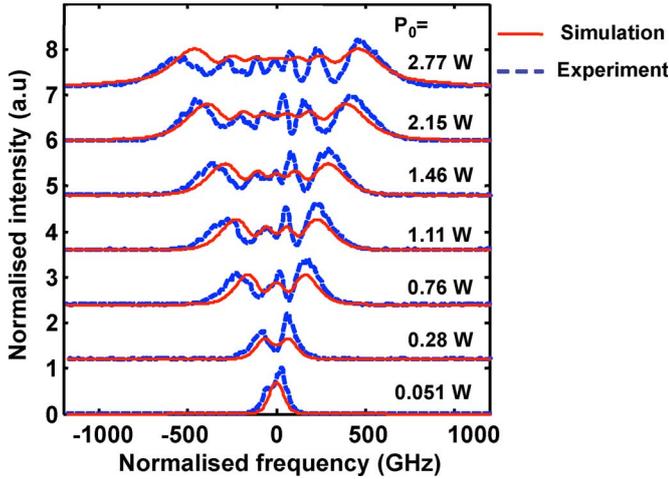


Fig. 2. Broadened spectra due to SPM.  $P_0$ : input peak power.

are not any unexpected polarization effects during the nonlinear propagation. Power into the test fiber is varied with an optical attenuator. The AsSe fiber length is 63 cm. A high numerical aperture (0.3) fiber (HNA) of 12 cm with a mode diameter of  $3.2 \mu\text{m}$  is used to inject pulses into the AsSe fiber for the mode adaptation. SPM-broadening spectra are finally recorded thanks to an OSA at different input powers.

No SPM effects are found at the output of the HNA fiber. A typical SPM behavior with spectral broadening accompanied by an oscillatory structure covering the entire frequency range is observed in Fig. 2 at different input peak powers ( $P_0$ ). The numerical evolution of pulses is obtained by the split-step Fourier method. A good agreement between simulated and experimental SPM-broadening spectra (Fig. 2) [8] deduces value of the nonlinear coefficient of  $31\,300 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1} \pm 5\%$  and the dispersion  $D$  of  $-820 \pm 5\% \text{ ps/nm/km}$ . This is, to the best of our knowledge, the highest nonlinear coefficient reported for a nontapered optical fiber. For tapered fibers, the highest value reported (nanowires) is  $93\,400 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  [9] but the length is limited due to the tapering technology.

#### IV. FOUR-WAVE MIXING

In this section, we show the ultrafast frequency conversion of high repetition rate (10 GHz) train of short pulses AsSe suspended-core fiber using time-resolved techniques. The experimental setup of FWM characterization is illustrated in Fig. 3. The AsSe fiber length is 43 cm. A 10-GHz pump signal is generated from a mode-locked fiber laser emitting 1.5-ps pulses with a time-bandwidth-product (TBP) of 0.35 centered at a wavelength of 1553 nm [Fig. 3(a)]. The pump source is then amplified and filtered by using an erbium-doped fiber amplifier (EDFA) and a bandwidth optical filter (BPF) of 3 nm. The second pump source is a continuous tunable laser. Note that, in general cases, we denominate the two sources as pumps thanks to the definition of [10]. In particular cases, they can be defined as pump and signal depending on types of the application [2]. The continuous and pulsed pumps are then amplified with EDFAs and combined with a coupler with polarization states aligned via polarization controllers [Fig. 3(b)] to filter out the noise caused by the EDFAs for the FWM viewing. At the coupler, the pump pulsewidth is 8 ps and the average power of the continuous wave (CW) is set to 14 mW. The coupling loss at each end of the fiber is 10 dB

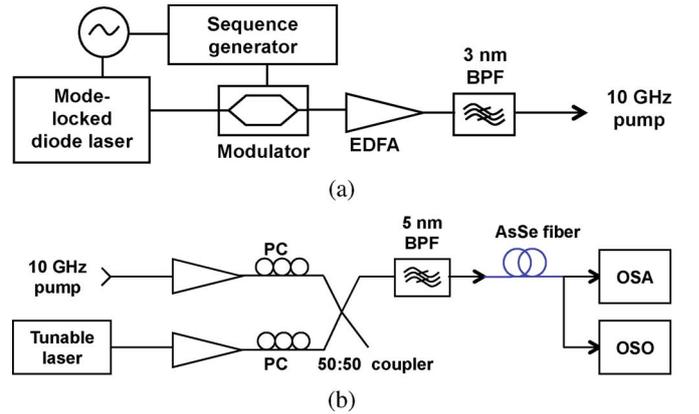


Fig. 3. Experimental setup for (a) source of 10-GHz pump pulses and (b) FWM characterization. PC: polarization controller. EDFA: erbium-doped fiber amplifier. BP: bandpass filter. OSA: Optical spectral analyzer. OSO: optical sampling oscilloscope.

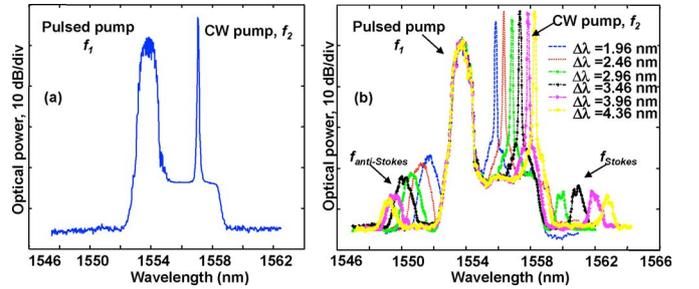


Fig. 4. (a) Input spectra of CW and pulsed pumps and (b) output spectra of the chalcogenide fiber.

due to a small mode field diameter of  $1.4 \mu\text{m}$  of the AsSe photonic crystal fiber.

The optical spectra at input and output of the fiber at different wavelengths of the CW pump are compared in Fig. 4. A small spectral distortion and broadening from the SPM effect is exhibited in pulses due to a nonlinear SPM-phase shift estimated to be  $\sim 0.01\pi$  for a peak power of 4 mW of the pulse at the fiber input. FWM waves (Stoke and anti-Stoke bands) are not found at the input of the AsSe fiber [Fig. 4(a)]. At the output of the AsSe fiber, they appear as symmetrical pairs as a function of the wavelength detuning  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{pump}2} - \lambda_{\text{pump}1}$  [Fig. 4(b)]. It means that two pumps waves at the frequencies  $f_1$  and  $f_2$  create two sidebands located symmetrically at frequencies  $f_{\text{anti-Stokes}}$  and  $f_{\text{Stokes}}$  such that  $f_{\text{anti-Stokes}} + f_{\text{Stokes}} = f_1 + f_2$ .

In the experiment, the anti-Stokes band located next to the pulsed pump is preferred to study since the peak power of the pulse is much larger than the average power of the CW one. Peak powers of the anti-Stokes band can be calculated by using the formula [11]

$$P_{\text{anti-Stokes}} = 4\eta\gamma^2 P_1^2 P_2 \exp(-\alpha L) \left\{ \frac{[1 - \exp(-\alpha L)]^2}{\alpha^2} \right\} \quad (1)$$

where  $P_1$  and  $P_2$  are the input peak powers for the pulsed and CW pumps, respectively,  $\eta$  is the phase-matching efficiency [10] which is a function of the phase mismatch vector  $k$ . In our case, the phase mismatch vector  $k$  is contributed by linear terms  $\Delta\beta_{\text{linear}} \approx \beta_2 \Omega_s^2$  due to material dispersion and nonlinear terms  $\Delta\beta_{\text{nonlinear}} = \gamma(P_1 + P_2)$  due to the SPM, where  $\beta_2$  is the second-order dispersion coefficient and  $\Omega_s$  the

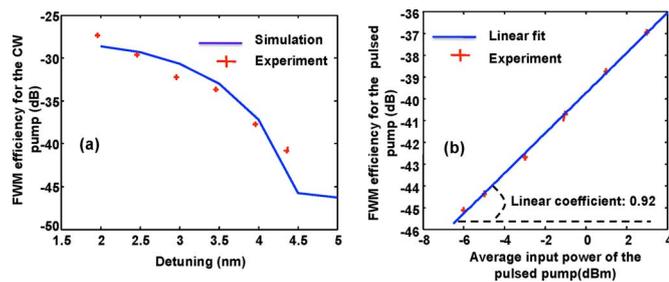


Fig. 5. (a) FWM efficiency for the CW pump as a function of the detuning and (b) FWM efficiency for the pulsed pump as a function of its average input power.

angular frequency spacing defined as  $\Omega_s/2\pi = f_1 - f_2$ . The fiber length of 43 cm is small enough for efficient FWM since the coherence length given by  $L_{\text{coh}} = 2\pi/(|\beta_2|\Omega_s^2)$  [10] is 61 cm with the dispersion of  $-820$  ps/nm/km and a detuning of  $\Delta\lambda = 4$  nm.

To investigate the FWM conversion gain, we use the definition of the total FWM efficiency for the CW pump which is defined as the ratio between the collected peak power of the anti-Stokes band at the output of the AsSe fiber and the CW power at the input [12], namely as  $\eta_{\text{total1}} = P_{\text{anti-Stokes(out,peak)}}/P_2$ . This efficiency is simulated by using (1) with values of the nonlinear coefficient  $\gamma$  of  $31\,300\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  and the dispersion  $D$  of  $-820$  ps/nm/km calculated in Section III. A good agreement between the simulated and measured FWM efficiency  $\eta_{\text{total1}}$  as a function of the detuning is shown in Fig. 5(a). An efficiency of  $-27$  dB is achieved with about 20-mW average power at the fiber input and a detuning of 1.96 nm. This is much better compared to the same kind of FWM efficiency which is  $-40$  dB with 60-mW average input power obtained for the photonic crystal waveguides [12]. We also measure the FWM efficiency for the pulsed pump as a function of its input power, namely as  $\eta_{\text{total2}} = P_{\text{anti-Stokes(out,peak)}}/P_1$ . Results are shown in Fig. 5(b) which is nearly linear with the fitting linear coefficient of 0.92. This agrees well with the theoretical value of 1.0 calculated from (1).

FWM temporal traces are investigated by using an optical sampling oscilloscope (OSO) with a time resolution of 1 ps. The time response is investigated under various conditions (pump power, pump duration, detuning). Time-resolved traces of the FWM anti-Stokes band (idler) for 8-ps input pulses are shown in Fig. 6. When the CW pump is OFF, the FWM idler is zero (red or light black trace). As both pumps are ON, the FWM idler appears (blue or heavy black trace) with a pulsewidth of  $6 \pm 1$  ps which is close to the theoretical value of 5.7 ps calculated from (1). These temporal traces in Fig. 6 demonstrate the ultrafast response of the FWM effect in the AsSe fiber.

## V. CONCLUSION

We have reported a demonstration of nonlinear effects: SPM and FWM on an AsSe suspended-core chalcogenide fiber. The nonlinear coefficient measured by using the SPM effect is  $31\,300\text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  which is, for the best of our knowledge, the highest value reported for a nontaperized nonlinear fiber. An ultrafast frequency conversion at high repetition rate (10 GHz)

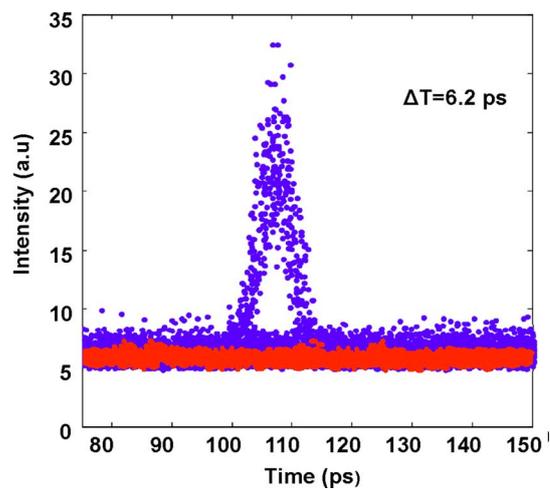


Fig. 6. Time-resolved traces of the FWM idler for 8-ps input pulses when the CW pump is OFF (no signal) and when both pumps are ON (signal).

is also demonstrated with the FWM effect. This offers a strong potential for all-optical processing.

## REFERENCES

- [1] T. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J. Simon, and M. Joindot, "Noise reduction in 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering," *Opt. Express*, vol. 14, no. 5, pp. 1737–1747, Mar. 2006.
- [2] M. Pelusi, V. Ta'Eed, M. Lamont, S. Madden, D. Choi, B. Luther-Davies, and B. Eggleton, "Ultra-high nonlinear as 2 S 3 planar waveguide for 160-Gb/s optical time-division demultiplexing by four-wave mixing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 19, pp. 1496–1498, Oct. 1, 2007.
- [3] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, "Fabrication of complex structures of Holey Fibers in chalcogenide glass," *Opt. Express*, vol. 14, no. 3, pp. 1280–1285, Feb. 2006.
- [4] J. Fatome, C. Fortier, T. Nguyen, T. Chartier, F. Smektala, K. Messaad, B. Kibler, S. Pitois, G. Gadret, C. Finot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, G. Renversez, L. Brilland, and N. Traynor, "Linear and nonlinear characterizations of chalcogenide photonic crystal fibers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 27, no. 11, pp. 1707–1715, Jun. 1, 2009.
- [5] T. Nguyen, T. Chartier, Q. Coulombier, P. Houizot, L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, C. Fortier, J. Fatome, and M. Thual, "Ultra highly nonlinear asse chalcogenide holey fiber for nonlinear applications," in *2009 Proc. ECOC Conf.*, Vienna, Austria, Paper 10. 1. 2.
- [6] Q. Coulombier *et al.*, "Casting method for producing low-loss chalcogenide microstructured optical fibers," *Opt. Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9107–9112, Apr. 2010.
- [7] D. M. Nguyen, S. D. Le, L. Brilland, Q. Coulombier, J. Troles, D. Mechin, and M. Thual, "Demonstration of a low loss and ultra highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber," in *Proc. ECOC Conf.*, Torino, Italy, 2010, Paper Tu.4.D.6.
- [8] D. M. Nguyen, T. Nguyen, T. Chartier, and M. Thual, "Accuracy improvement in the measurement of the non-linear coefficient of optical fibers based on self-phase modulation," *Fiber Integrated Opt.*, vol. 29, pp. 225–238, 2010.
- [9] D. I. Yeom, E. C. Magi, M. R. E. Lamont, M. A. F. Roelens, L. Fu, and B. J. Eggleton, "Low-threshold supercontinuum generation in highly nonlinear chalcogenide nanowires," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 660–662, Apr. 2008.
- [10] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. New York: Academic, 2007.
- [11] S. Song, C. Allen, K. Demarest, and R. Hui, "Intensity-dependent phase-matching effects on four-wave mixing in optical fibers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 2285–2290, Nov. 1999.
- [12] K. Lengle, A. Akrou, M. C. Silva, L. Bramerie, S. Combrie, P. Colman, J.-C. Simon, and A. D. Rossi, "10 GHz demonstration of four-wave-mixing in photonic crystal waveguides," in *Proc. ECOC Conf.*, Torino, Italy, 2010.



Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

Optics Communications

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/optcom](http://www.elsevier.com/locate/optcom)

## Numerical method for simultaneous measurement of dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers

Duc Minh Nguyen<sup>a,b,\*</sup>, Sy Dat Le<sup>a,b</sup>, Gildas Gueguen<sup>c</sup>, David Méchin<sup>c</sup>,  
Monique Thual<sup>a,b</sup>, Thierry Chartier<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Université Européen de Bretagne, France

<sup>b</sup> CNRS Foton, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France

<sup>c</sup> PERFOS, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 13 December 2010

Received in revised form 11 April 2011

Accepted 18 November 2011

Available online xxxx

#### Keywords:

Nonlinear

Optics self-phase modulation

Dispersion

Iterative technique

### ABSTRACT

A new and simple numerical method to measure simultaneously the dispersion and the third-order Kerr nonlinear coefficient in optical fibers is presented. This method is based on self-phase-modulation-induced spectral broadening experiments and an iterative numerical technique. A standard single mode fiber, a dispersion-shifted fiber and a highly nonlinear chalcogenide photonic crystal fiber are measured using this method.

© 2011 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

The knowledge of the dispersion  $D$  and the third-order Kerr nonlinear coefficient  $\gamma$  in nonlinear optical fibers is essential in a broad range of applications in optical transmission system such as super-continuum generation [1], optical regeneration [2] or time-division demultiplexing [3]. Some techniques for the simultaneous measurement of both  $D$  and  $\gamma$  have been developed. They are based on optical nonlinear effects such as four-wave-mixing [4], modulation instability [5] or soliton compression [6]. The four-wave-mixing-based method [4] is only valid in low-dispersion fibers and thus unreliable for chalcogenide photonic crystal fibers where the dispersion is generally high and negative. The modulation instability method [5] is not restricted to low dispersion fibers but is much sensitive to polarization and Brillouin effects. Another method based on the soliton compression effect [6] is only reliable for positive dispersion values and requires low fiber losses where two photons absorption (TPA) is negligible. Recently, efficient methods for dispersion measurement based on radio frequency (RD) modulated laser pulses [7,8] have been proposed. However, in these methods, the nonlinear coefficients are considered to be small and negligible. They are thus unsuitable to characterize  $(D, \gamma)$  for ultra-highly nonlinear fibers.

Among nonlinear optical effects, self-phase modulation (SPM)-induced spectral broadening is simple to implement. This effect is then

widely used to calculate  $\gamma$  and  $D$  such as the SPM-spectra techniques proposed by Stolen et al. [9,10] or other techniques based on pulse characterization, for example the FROG (frequency-resolved optical gating) [11], the FDPM (frequency-domain phase measurement) [12] or the spectral Focault technique [13]. The key point of these techniques to compute the dispersion and the nonlinear parameters is that the nonlinear phase-shift  $\Delta\phi$  between the output and input of the measured sample is calculated. This can be a frequency-domain nonlinear phase shift [9,10,12] or a temporal nonlinear phase shift [11,13]. However, with the presence of the dispersion, two different pairs of  $(D, \gamma)$  can lead to the same nonlinear phase shift. This causes several problems of determining  $(D, \gamma)$  simultaneously.

The technique proposed by Stolen et al. [9,10] is a useful technique to compute  $\gamma$  in the presence of  $D$ . It is based on the matching between the simulated broadened spectra and the experimental spectra. However, the first necessary condition of the technique is that the dispersion must be given. The same condition is necessary for the technique proposed by Rivet et al. [12]. In this paper, the frequency-domain phase shift technique is used to characterize the output pulse. The nonlinear coefficient is found by a comparison between the spectra after the sample and the reference spectra. Nevertheless, an assumption of the “thin sample approximation” in which the dispersion can be negligible is required for the calculation of the nonlinear coefficient. This means that  $(D, \gamma)$  are not determined simultaneously in Refs. [9,10,12].

Barry et al. [11] have proposed a technique allowing to calculate simultaneously  $(D, \gamma)$  based on pulse characterization. By using the

\* Corresponding author at: CNRS Foton, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France.  
E-mail address: [dnguyen@enssat.fr](mailto:dnguyen@enssat.fr) (D.M. Nguyen).

FROG technique, the temporal nonlinear phase shift and the output pulse are determined.  $(D, \gamma)$  are then computed by matching of the experiment and simulation for each values of  $(D, \gamma)$ . However, a particular process or a clear method to compute  $(D, \gamma)$  from the calculated nonlinear phase shift is not detailed. In our comprehension, a large number of simulations can be required for the final results. For example, to scan  $\gamma$  of a highly nonlinear chalcogenide fiber in a large range, from 1000/W/km to 15,000/W/km, with 200 steps and  $D$  in a range of 0 ps/nm/km to  $-1000$  ps/nm/km with 200 steps leads to 40,000 simulations. The calculation is then time-consuming and thus leads to a reduction of the accuracy of the technique in the case that the range of the scanning is not well estimated.

In summary, although the above techniques from Refs. [9–13] have supported useful methods to calculate the nonlinear phase shift which are based on the observation of the SPM broaden spectra or pulse characterization (FROG, FDP), an efficient method to extract two unknowns  $(D, \gamma)$  simultaneously from the calculated nonlinear phase shift is still a current issue. Moreover, the problem becomes more important with the development of ultra-highly nonlinear chalcogenide fibers [14,15] whose dispersion can be large and plays important role in nonlinear effects.

In this paper, we present a new and efficient numerical method to measure simultaneously both  $D$  and  $\gamma$ . This method provides a simple numerical method to compute simultaneously two unknowns  $(D, \gamma)$  from the matching between the experimental and simulated output spectra as well as from the nonlinear phase shift. We have applied the method to a chalcogenide AsSe fiber, a standard single mode fiber (SMF) and a dispersion shifted fiber (DSF). The number of necessary steps to scan for  $(D, \gamma)$  is smaller than 30 steps and thus it requires less than 6000 simulations in our experiments. The method is not restricted to particular values of the dispersion and offers many advantages in comparison to previously published methods due to the simple experimental setup and fast measurement. It also can be applied to the technique of Barry to reduce the number of simulation for the scanning process. The paper is organized as follows. Section 2 describes the principle of the method. Section 3 presents the numerical demonstration. Finally, experimental demonstration for three different kinds of fibers is given in Section 4.

2. Principle of the method

The third-order nonlinearity in optical fibers leads to the intensity dependence of the refractive index. This dependence produces a nonlinear phase shift when an optical pulse propagates along the fiber, leading to self-phase modulation (SPM) of the pulse [17]. The SPM induces spectral broadening with an oscillatory structure. The structure of the broadened spectrum depends on both the value of the nonlinear coefficient and the value of dispersion. From a theoretical point of view, SPM is governed by the nonlinear Schrödinger equation (NSE) [17]

$$i \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + i \frac{\alpha}{2} = \gamma |U|^2 U, \tag{1}$$

where  $U(z, \tau)$  is the slowly-varying envelope of the electric field,  $z$  the propagation distance,  $\tau$  the normalized time,  $\beta_2$  the group-velocity dispersion,  $\alpha$  the fiber attenuation and  $\gamma$  the nonlinear coefficient. The fiber dispersion  $D$  is related to  $\beta_2$  by the relation

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda} \beta_2, \tag{2}$$

where  $c$  is the speed of light in vacuum and  $\lambda$  the central wavelength of the pulse. The SPM-induced spectrum at the output of the fiber can be simulated by solving Eq. (1) thanks to the split-step Fourier method [17].

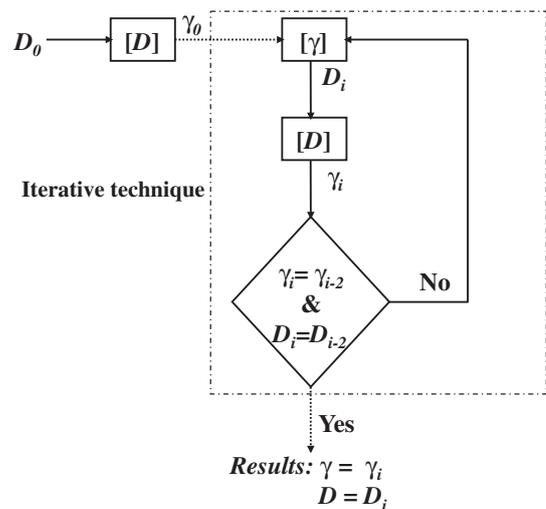
The method for measuring an unknown parameter  $D$  (or  $\gamma$ ), knowing  $\gamma$  (respectively  $D$ ), consists of a comparison between experimental and theoretical spectra. In Ref. [10], Eq. (1) is solved with the known value of  $D$  and several values of  $\gamma$ , varying in a certain range with a chosen step. The extracted value of  $\gamma$  is the one that corresponds to the best fit between simulated and experimental spectra. For better accuracy, the comparison is reiterated for several values of the input pulse power. For each experimental spectrum, the degree of similitude between experimental and simulated spectra can be evaluated by calculating an average difference  $\delta_i$  using the least square method

$$\delta_i = \frac{\|u_{ei}(\lambda) - u_{si}(\lambda)\|}{\|u_{ei}(\lambda)\|} \tag{3}$$

where  $u_{ei}$ ,  $u_{si}$  are respectively the experimental and the simulated amplitude for the  $i$ th spectrum. The norm  $\|u\|$  is defined as  $\|u\| = (\int |u(t)|^2 dt)^{1/2}$ . The solution for  $\gamma$  is the one that leads to the minimum value of the average difference  $\delta_i$ . In the following, we will name this method to find  $\gamma$  when  $D$  is known the  $[D]$  process. Conversely, a similar method can be used to find  $D$  when  $\gamma$  is known. We will name it the  $[\gamma]$  process.

In this paper, we propose a new method that allows measuring simultaneously  $D$  and  $\gamma$  when they are both unknown. The method does not concentrate on the way of calculating the nonlinear phase shift but emphasizes the way of calculating two unknowns  $(D, \gamma)$  from the calculated nonlinear phase shift. The comparison between experimental and simulated spectra is performed using a numerical iterative technique. The principle of the technique is shown in Fig. 1. The dispersion  $D$  is first set to an initial arbitrary value  $D_0$ . A value  $\gamma_1$  is then found using the  $[D]$  process. A new value  $D_1$  is then calculated by using the  $[\gamma]$  process with the previously found value  $\gamma_1$ . The iteration is repeated  $n$  times. When  $n$  becomes large enough,  $D_n$  and  $\gamma_n$  converge to the expected values  $(D, \gamma)$  of the test fiber. The convergence ability is guaranteed when the step of the iteration is small enough.

For choosing initial parameters  $D_0$  or  $\gamma_0$ , there are two cases. If the dispersion of the measured fiber is negative or zero, we prefer  $D_0$  to  $\gamma_0$  due to the less sensitivity of the spectral broadening to the dispersion when  $D < 0$ . Values of  $(D, \gamma)$  will converge toward the real values regardless of the choice of the initial values  $D_0$  provided that  $D_0 \leq 0$ . The independence on  $D_0$  of the calculation in this case will be investigated in the next sections. In another case when the dispersion of the



[D]: Process to solve Eq. 1 when  $D$  is known.  
 $[\gamma]$ : Process to solve Eq. 1 when  $\gamma$  is known.

Fig. 1. Scheme of the principle of the method.

fiber is positive,  $\gamma_0$  is preferred to  $D_0$  to be the initial parameter. Note that, if the dispersion is chosen as the initial parameter in this case,  $D_0$  must be larger than zero since the behavior of SPM spectra at null dispersion is similar to the behavior at negative dispersion. In general case, we propose to choose  $D_0 = 0$  or  $\gamma_0 = 0$  when the estimated dispersion is negative or positive respectively. A better choice of  $D_0$  or  $\gamma_0$  helps to reduce the number of iteration.

The step sizes  $\Delta D$ ,  $\Delta\gamma$  for each iteration in the  $[\gamma]$  process or  $[D]$  process is identified to guarantee the relative accuracy of the method. If errors of the measurement are not taken into account, we will have final results with the error of the numerical method  $\pm \Delta D/2$ ,  $\pm \Delta\gamma/2$ . If the expected relative accuracy is 5%, the steps sizes are then chosen so that  $\Delta D/D$  and  $\Delta\gamma/\gamma$  are less than 5%. Hence, by adjusting the step sizes to each type of fibers, the method can be applied to a long range of  $D$  and  $\gamma$ . For example, if the measured fiber is a chalcogenide fiber whose nonlinear parameter  $\gamma$  is estimated to be larger than 5000/W/km and the dispersion  $D$  is smaller than  $-400$  ps/nm/km, to assure the accuracy of 5%, the step sizes are at least smaller than 250/W/km for  $\Delta\gamma$  and 20 ps/nm/km for  $\Delta D$ . For the SMF whose  $\gamma$  is around 1.3/W/km and  $D$  around 17 ps/nm/km,  $\Delta D$  and  $\Delta\gamma$  are 0.85 ps/nm/km and 0.065/W/km respectively. The compatibility of the method for different ranges of  $D$  and  $\gamma$  are investigated in Section 4 with experiments with the chalcogenide fiber, the DSF and the SMF.

### 3. Numerical demonstration

In this section, we demonstrate the principle of our new method by numerical simulations. We consider an optical fiber with a nonlinear coefficient  $\gamma$  of 15,000/W/km and a dispersion of  $-1500$  ps/nm/km. The fiber length is 60 cm. A Gaussian pulse propagates through the fiber with a duration of 5.8 ps ( $1/e^2$  of intensity) and a peak power  $P_0$ . Broadened spectra of the pulse propagating through the fiber are simulated by using the split-step Fourier method for different values of the peak power of 1.7 W, 2.7 W, 4.3 W, 5.4 W, and 6.8 W respectively. These broadened spectra, represented in Fig. 2, are considered as the experimental data for the determination of  $(D, \gamma)$  by using the new method.

The initial value of  $D$  is arbitrarily chosen to be  $-500$  ps/nm/km. During the  $[D]$  process,  $\gamma$  is scanned with a step of 50/W/km and during the  $[\gamma]$  process,  $D$  is scanned with a step of 20 ps/nm/km. This choice of the step size is small enough for a relative error of the numerical method less than 5%. Parameter  $\gamma$  is varied from 9000/W/km to 16,000/W/km while  $D$  is varied from  $-1600$  ps/nm/km to  $-200$  ps/nm/km. These ranges are large enough to find the lowest value of the average difference  $\delta_i$  between experimental and simulated SPM spectra. As an example, Fig. 3 represents the average

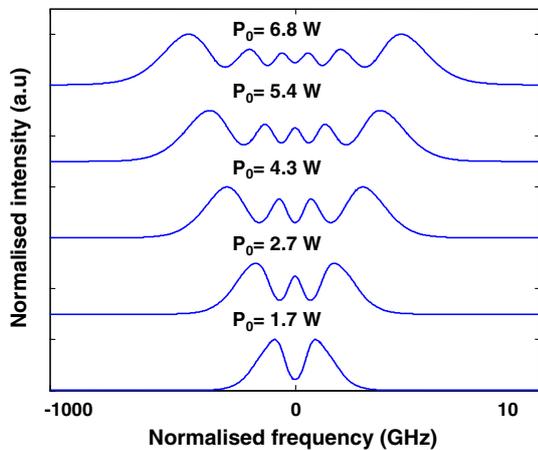


Fig. 2. Simulated broadened spectra at the output of the nonlinear fiber whose  $\gamma$  is 15,000/W/km and  $D$  is  $-1500$ ps/nm/km with different input powers.

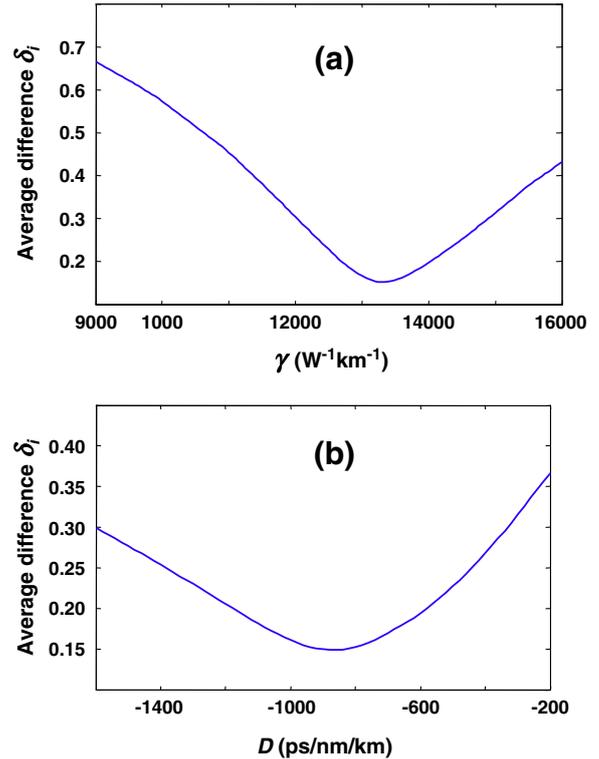


Fig. 3. Examples of the calculated average difference  $\delta_i$  in the scanning process for a range of  $\gamma$  when  $D = -800$  ps/nm/km (a) and a range of  $D$  when  $\gamma = 13,200$  W/km (b).

difference  $\delta_i$  calculated during the  $[D]$  process (Fig. 3(a)) and the  $[\gamma]$  process (Fig. 3(b)) at the third step of the iteration. As shown in Fig. 4, the iterative process converges after 28 iterations in this particular case and results in a nonlinear coefficient  $\gamma$  of  $15,000 \pm 25$  W/km

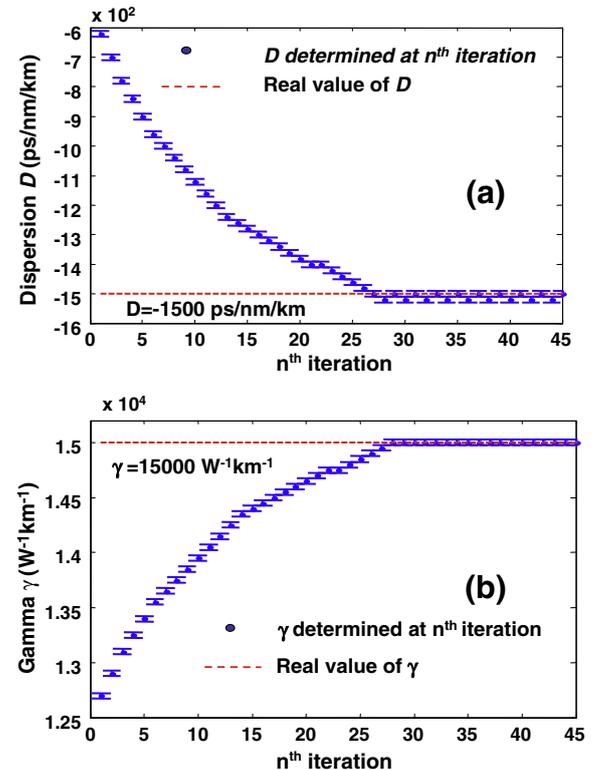


Fig. 4. Evolution of  $\gamma$  (a) and  $D$  (b) with the iteration number for the simulated fiber.

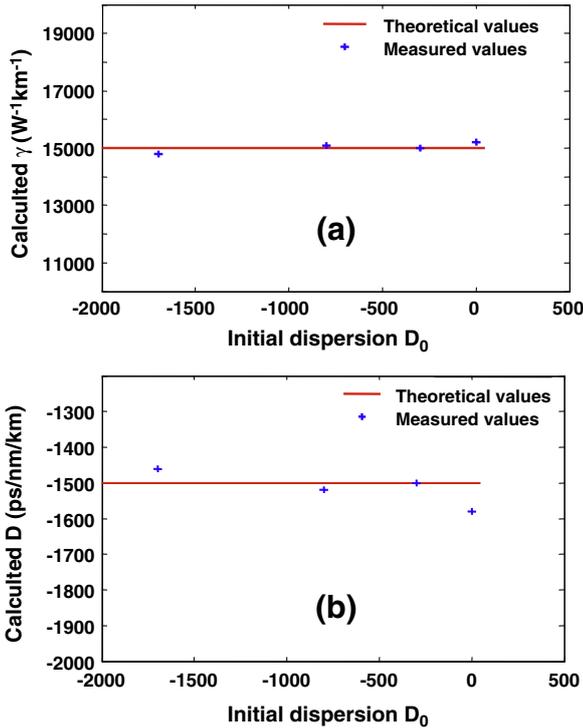


Fig. 5. Calculated results of the nonlinear coefficient and the dispersion for different initial values  $D_0$ .

and a dispersion  $D$  of  $-1510 \pm 10$  ps/nm/km. These values are in very good agreement with the given values of  $(D, \gamma)$  taken for the simulated experimental spectra.

To study the influence of the initial value  $D_0$  in this case ( $D$  is negative), the same calculations are performed for the following values of  $D_0$ : 0 ps/nm/km,  $-300$  ps/nm/km,  $-800$  ps/nm/km,  $-1700$  ps/nm/km, and  $-1900$  ps/nm/km. Results for the nonlinear coefficient and the dispersion for all cases are reported in Fig. 5. The final values are closed to the theoretical values. We obtained the same results for an arbitrary choice of  $\gamma_0$  when the dispersion is positive. This means that the new method works well with an arbitrary chosen initial value of  $D_0 \leq 0$  or  $\gamma_0$  when the real dispersion is negative or positive respectively. The accuracy can be improved more by increasing the number of the iteration.

4. Experimental demonstration

For experimental demonstration, the new method is applied to measure the dispersion and the nonlinear coefficient of a standard single-mode fiber (SMF), a dispersion-shifted-fiber (DSF) and a chalcogenide crystal photonic fiber made of AsSe glass. Experimental results are then compared to published values (for the SMF and DSF), and to experimental results obtained by another method (for the chalcogenide fiber).

The experimental setup is shown in Fig. 6. The incident Gaussian pulses of 6 ps are produced by a commercially available mode-

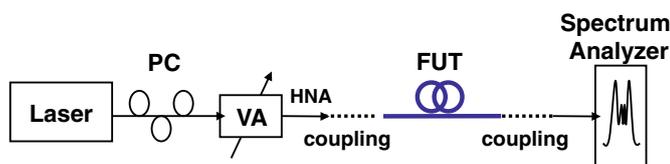


Fig. 6. Experimental setup. VA: variable attenuator. FUT: fiber under test. PC: polarization controller.

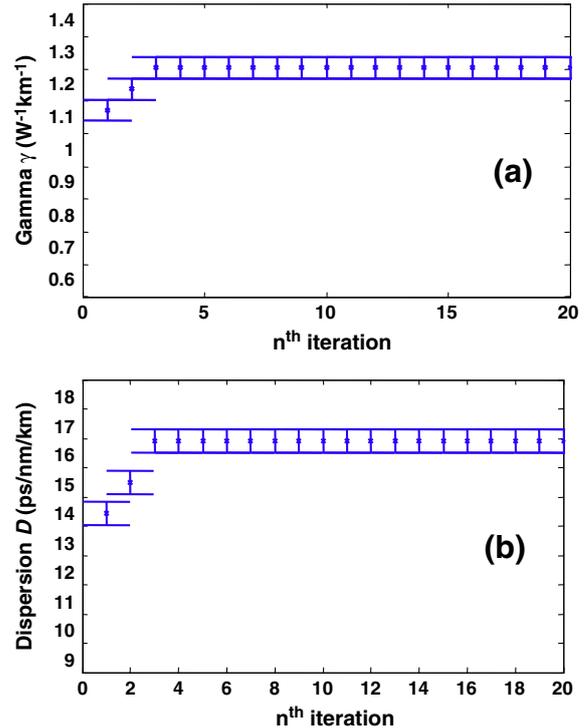


Fig. 7. Evolution of  $\gamma$  and  $D$  with the iteration number for the SMF.

locked erbium-doped fiber laser operating at 1550 nm. The repetition rate is 19.3 MHz and the maximum averaged power is 5 dBm. The polarization controller is adjusted to obtain the largest SPM-broadened spectra observed in the optical spectrum analyzer (OSA). This means that the polarization state is aligned with an eigen axis of the fiber. Average powers injected into the test fiber are controlled by a variable attenuator. Broadened spectra are recorded at the output of the test fiber for different input powers. For each measured spectrum, the input peak power is determined from the average power at the output of the fiber with corrections due to fiber loss and coupling loss. The test fibers are respectively the SMF, the DSF and the chalcogenide fiber.

Using the iterative technique, the initial input is set to be  $\gamma_0 = 0$ /W/km for the SMF and  $D_0 = 0$  ps/nm/km for the DSF and the chalcogenide fiber. A good convergence is obtained for each fiber. As an example, Fig. 7 gives the evolution of  $(D_n, \gamma_n)$  for the SMF. Final calculated results for the SMF and DSF are respectively  $\gamma_{SMF} = 1.3 \pm 0.03$ /W/km,  $D_{SMF} = 16.9 \pm 0.4$  ps/nm/km, and  $\gamma_{DSF} = 2.9 \pm 0.08$ /W/km,  $D_{DSF} = -0.56 \pm 0.02$  ps/nm/km. These measured values are in good agreement with the values  $(D, \gamma)$  measured in other publications

Table 1 Characteristics of the SMF and DSF [17,16] and the measured results of the new method.

Fibers under test	$D_{given}$ (ps/nm/km)	$D_{measured}$ (ps/nm/km)	$\gamma_{given}$ (1/W/km)	$\gamma_{measured}$ (1/W/km)
SMF [17]	17	16.9	1.3	1.3
DSF [16]	-0.5	-0.56	3	2.9

Table 2 Iterative steps of  $(D, \gamma)$  in the calculation.

Fibers to be measured	Step of $D$ (ps/nm/km)	Step of $\gamma$ (1/W/km)
SMF	0.85	0.065
DSF	0.04	0.15

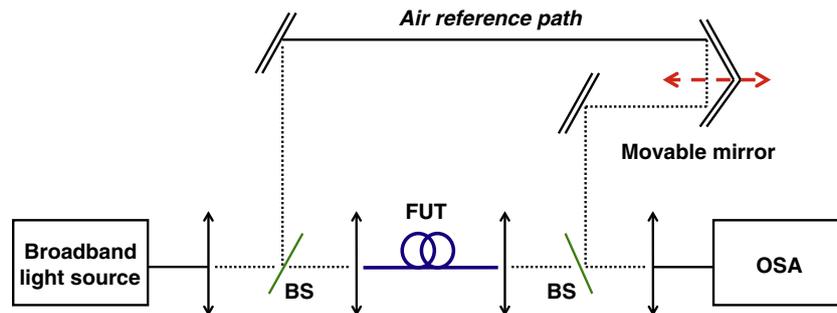


Fig. 8. Dispersion measurement setup using white-light interferometry. BS: beam splitter. FUT: fiber under test. OSA: optical spectrum analyzer.

(see Table 1). In our experiment, the number of iterations necessary for the convergence is 3 for the SMF and 7 for the DSF. The iterative steps for the calculation of  $D$  and  $\gamma$  are reported in Table 2 for the SMF and the DSF.

For the chalcogenide fiber, 17 iterations are necessary to converge to the final values  $D_{\text{AsSe}} = -830 \pm 50$  ps/nm/km and  $\gamma_{\text{AsSe}} = 6800 \pm 100$  W/km. To verify this result, we have also measured the dispersion of the chalcogenide fiber by another method based on white-light interferometry [18]. The setup is presented in Fig. 8. The interferometer is composed of two different arms. One arm includes the fiber under test, and the other one is the air reference arm. The input source is a supercontinuum source light. The light splits into two identical beams at the beam splitter (BS). The different wavelengths traveling in the air reference path will experience the same phase changes, while the components traveling in the fiber will experience different phase changes due to fiber dispersion.

When the two beams recombine at the output, a spectral interference pattern can be observed. The spectrum, recorded on an optical spectrum analyzer, presents oscillations. By analyzing this spectrum for different lengths of the reference arm, the dispersion of the fiber can be deduced at different wavelengths. More details of this method are explained in Ref [18].

Using this method, the measured value of the dispersion at 1550 nm of the chalcogenide fiber is found to be  $-780$  ps/nm/km. This agrees well with the value measured using our new method.

Note that, when the peak power of the input pulse is increased, a large nonlinear phase shift is obtained and the SPM spectra broaden a lot comparing to the original pump. It is then necessary to take care of the Raman fraction incorporated within the measurement. To reduce the influence of the Raman effect, the broadened spectra should be much smaller than the fR Raman shift. In Refs. [19,20], the Raman shift of the silica glass, chalcogenide AsSe glass and AsS glass are reported to be 440/cm, 240/cm and 344/cm respectively. These values correspond to a wavelength shift of 110 nm, 59 nm and 86 nm around the center wavelength of 1550 nm for the silica glass and chalcogenide AsSe glass. In our experiment, for the input pulse duration of 6 ps, the width of the broadened spectra is smaller than 12 nm when the nonlinear phase shift  $\Delta\varphi$  is smaller than  $6\pi$ . This SPM broadening is much smaller than the Raman shift and thus we can ignore the Raman fR fraction in the measurement if the input power is adjusted to be not too large. In fact, there is not any Raman signal found in our experiment.

## 5. Conclusion

We have reported a new numerical method to measure simultaneously the dispersion  $D$  and the nonlinear coefficient  $\gamma$  of optical fibers. The method is based on the measurement of self-phase modulation-induced broadened spectra at the output of the test fiber and calculations using a numerical iterative technique. The reliability of the technique has been experimentally demonstrated on a standard single-mode fiber, a dispersion-shifted fiber and a highly nonlinear chalcogenide fiber. It has also been shown that the results of this iterative method do not depend on the choice of the initial parameters.

## References

- [1] S.V. Smirnov, J.D. Ania-Castanon, T.J. Ellingham, S.M. Kobtsev, S. Kukarina, S.K. Turitsyn, Optics Communications 12 (2006) 122.
- [2] T. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J. Simon, M. Joindot, Optics Express 14 (5) (2006) 1737.
- [3] M.D. Pelusi, V.G. Ta'eed, M.R.E. Lamont, S. Madden, D.-Y. Choi, B. Luther-Davies, B.J. Eggleton, IEEE Photonics Technology Letters 19 (19) (2007) 1496.
- [4] H. Chen, Optics Communications 220 (2003) 331.
- [5] J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, Optics Fiber Technology 12 (2006) 243.
- [6] T.N. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, N. Traynor, Optics Communications 278 (2007) 60.
- [7] N.K. Berger, B. Levit, B. Fischer, Optics Communications 283 (2010) 3953.
- [8] S. Jyu, S.-F. Liu, W.-W. Hsiang, Y. Lai, IEEE Photonics Technology Letters 22 (9) (2010) 598.
- [9] R.H. Stolen, C. Lin, Physical Review A 17 (4) (1978) 1448.
- [10] R.H. Stolen, W.A. Reed, K.S. Kim, G.T. Harvey, Journal Lightwave Technology 16 (6) (1998) 1006.
- [11] L.P. Barry, J.M. Dudley, P.G. Bollond, J.D. Harvey, R. Leonhardt, Electronics Letters 33 (8) (1997) 707.
- [12] S. Rivet, M.O. Martin, L. Canioni, L. Sarger, Optics Communications 181 (2000) 425.
- [13] C. Dorrer, Electronics Letters 42 (11) (2006) 649.
- [14] D.M. Nguyen, S.D. Le, K. Lengle, D. Mechin, M. Thual, T. Chartier, Q. Coulombier, J. Troles, L. Bramerie, L. Brilland, IEEE Photonics Technology Letters 22 (24) (2010) 1844.
- [15] B.J. Eggleton, B. Luther-Davies, K. Richardson, Nature Photonics. 5 (2011) 141.
- [16] T.N. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, J.C. Simon, L. Brilland, J. Troles, T.H. Bui, Proceedings of ECOC, Vienna, Austria, 2009, Paper P1.17.
- [17] G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 4th ed, Academic Press, 2007.
- [18] F. Koch, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, Optics Communications 175 (2000) 209.
- [19] J.S. Sanghera, L.B. Shaw, C.M. Florea, P. Pureza, V.Q. Nguyen, F. Kung, D. Gibson, I.D. Aggarwal, Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics, Intech, 2010.
- [20] M. Asobe, T. Kanamori, K. Naganuma, H. Itoh, T. Kaino, Journal Applied Physics 77 (11) (1995) 5518.

# Modal Decomposition Technique for Multimode Fibers

Duc Minh Nguyen,<sup>1,\*</sup> Stéphane Blin,<sup>2</sup> Thanh Nam Nguyen,<sup>1</sup> Sy Dat Le,<sup>1</sup>  
Laurent Provino,<sup>3</sup> Monique Thual,<sup>1</sup> and Thierry Chartier<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Université Européenne de Bretagne, France / CNRS (UMR6082) Foton, 6 rue de  
Kerampont 22300 Lannion, France*

<sup>2</sup>*Institut d'Electronique du Sud, UMR 5214 CNRS, Université Montpellier 2, 34095  
Montpellier, Cedex 5, France*

<sup>3</sup>*Perfos, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*

*\*Corresponding author: dnguyen@enssat.fr*

We propose a new solution for modal decomposition in multimode fibers, based on a spectrally and spatially imaging technique. The appearance of spurious modes in the spectrally and spatially processing of the images at the output of the fiber under test when it has more than two modes is demonstrated theoretically. The new method, which allows to identify spurious modes, is more accurate, simpler and faster than previously reported methods. For demonstration, measurements in a standard step-index multimode fiber and a small-core microstructured fiber are carried out successfully.

**Accepted to Applied Optics 2011** © 2011 Optical Society of America

*OCIS codes:* 060.2270, 060.2320.

## 1. Introduction

In the last decade, the advent of highly-nonlinear microstructured fibers [1, 2] offers all-new possibilities in all-optical signal processing such as data regeneration, time-division demultiplexing or wavelength conversion. These applications are often based on the third-order nonlinear optical effects, which are limited by multimode propagation. However, single-mode propagation is not guaranteed in some microstructured fibers, either due to fiber design or imperfections in the fabrication process. On the other hand, multimode fibers are used in many applications such as in high power lasers to reduce optical nonlinear effects due to their large mode-areas or in sensing applications for utilizing modal interferences. Therefore, modal analysis of multimode fibers is necessary, in order to identify the existing modes and

to determine the power distribution within this set of modes.

Several methods for a full modal decomposition in which not only the transverse modes propagating in the fiber is identified, but also relative optical power, spatially-resolved transverse amplitude and phase of the electrical field are determined have been proposed [3] - [6]. The method proposed by Shapira et al. [3] determines experimentally the mode profiles using an algorithm based on the observation of near-field and far-field images at the waveguide output. The disadvantages however are the complexity of the algorithm and the need to acquire two images of near-field and far-field. A more direct measurement of the higher order modes (HOMs) was made by using a bulk-optic Fabry-Perot resonator but careful alignment of the bulk optics and a relatively large fraction of power ( $> 3\%$ ) in the HOMs are necessary [4]. Finally, methods described in [5,6] using differential delay measurements effectively discriminate transverse modes and measure relative optical power of each mode, but transverse mode amplitude profiles are not extracted. More recently, a new method has been introduced by Nicholson et al. [7,8], namely the  $S^2$  imaging, for spatially and spectrally resolved imaging of mode content in fibers. The technique is sensitive to HOMs and allows determination of accurate values of their relative optical power. However, the spatial resolution is limited by diffraction limits and only large-mode-area fibers can be characterized. The measurement is also time consuming due to the two-dimensional scanning of the mode at every position  $(x, y)$  of the output surface of the large-core fiber, and it is limited to the case when the power of HOMs are small enough, in comparison to the fundamental mode, to be able to ignore interferences between two HOMs.

In this paper, we demonstrate theoretically that spurious modes always appear in the  $S^2$  imaging technique when the fiber under test has more than two modes. A new technique for modal decomposition whose algorithm is developed to the general case in which interferences between higher-order modes are taken into account is proposed. The measurement setup is improved as the two-dimensional spatial scanning in the  $S^2$  imaging technique is replaced by a unidimensional scanning of the wavelength. The characterization process is thus much faster, the method is not limited to large-mode-areas fibers, optical alignments are straightforward, and there is no moving part since near-field images only are observed.

The paper is organized as follows. Section 2 discusses about spurious modes in  $S^2$  imaging method. Section 3 describes the principle of the new method. Experimental demonstration with a standard step-index multimode fiber and a small-core microstructured fiber is presented in section 4.

## 2. Spurious modes in $S^2$ imaging method

Measurement based on interference effects is well known in optical systems, either due to its sensitivity or its accuracy. The  $S^2$  imaging technique [7,8], which is based on the pro-

cessing of the spectrally and spatially resolved interference images at the output of the fiber under test, is therefore a useful method for full modal decomposition. Spectral interference observed in the near-field images is caused by the group delay difference between the HOMs and the fundamental mode propagating in the fiber. Fig. 1a presents an example of a typical optical spectrum measured at an arbitrary point  $(x, y)$ , where interferences between several transverse modes are locally observed. These interferences lead to several different mode beats at different time delays in the Fourier transform of the spectrum as shown in Fig. 1b. If the fiber supports two transverse modes, there is only one spectral interference between the fundamental mode and the HOM. A peak in the Fourier transform of the optical spectrum obtained from each spatial point in the near-field image is then observed. In a more general case when the fiber has more than two modes, the  $S^2$  imaging technique assumes that the power of HOMs is weak compared to the power of the primary  $LP_{01}$  mode and thus interference between two different HOMs is considered negligible. It means that if the fiber supports  $n$  HOMs, there will be  $n$  different beat frequencies visible, corresponding to interferences between the primary  $LP_{01}$  mode and different higher-order modes. However, the condition that the HOMs are weak compared to the fundamental mode is ambiguous. We will demonstrate in this section that even when the relative power between the HOMs and the  $LP_{01}$  is low, the interference between the HOMs can not be ignored.

Let us suppose that the fiber has  $n$  HOMs that their amplitudes  $E_i$  are related to the amplitude  $E_0$  of the fundamental mode  $LP_{01}$  by a constant  $\alpha_i$  such that

$$E_i(x, y, w) = \alpha_i(x, y, w)E_0(x, y, w) \exp(iw\tau_i), \quad (1)$$

where  $\tau_i$  is the period of the beat frequency between the corresponding HOM and the  $LP_{01}$  caused by their relative group delay difference. The spectral intensity caused by interference between all modes propagating in the fiber can be written as

$$\begin{aligned} I(x, y, w) &= I_0(x, y, w) \left[ 1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j(x, y, w) e^{iw\tau_j} \right] \left[ 1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k(x, y, w) e^{-iw\tau_k} \right] \\ &= I_0 \left( 1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2 + \sum_{j=1}^n \alpha_j (e^{iw\tau_j} + e^{-iw\tau_j}) + \sum_{j>k}^n \alpha_j \alpha_k (e^{iw(\tau_j - \tau_k)} + e^{-iw(\tau_j - \tau_k)}) \right), \end{aligned} \quad (2)$$

with  $I_i = |E_i|^2$ . The Fourier transform of the spectral intensity is then

$$\begin{aligned} B(x, y, \tau) &= \left[ 1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2(x, y) \right] B_0(x, y, \tau) + \sum_{j=1}^n \alpha_j(x, y) [B_0(x, y, \tau - \tau_j) + B_0(x, y, \tau + \tau_j)] \\ &\quad + \sum_{j>k}^n \alpha_j(x, y) \alpha_k(x, y) [B_0(x, y, \tau - \tau_j + \tau_k) + B_0(x, y, \tau + \tau_j - \tau_k)], \end{aligned} \quad (3)$$

where  $B_0(x, y, \tau) = F \{I_0(x, y, w)\}$  is the Fourier transform of the optical spectrum of the fundamental mode. The second term in the right hand side of (3) is caused by the interference

between the HOMs and the LP<sub>01</sub> mode. It is also responsible for the appearance of  $n$  peaks at time delay  $\tau_j$  in the spatial-dependent Fourier transform of the optical spectrum. The ratio  $f_j(x, y)$  of these peaks which is defined as the amplitude of the Fourier transform of the spectral intensity at the corresponding group-delay difference divided by the amplitude at group-delay zero can be then written as

$$f_j(x, y) = \frac{B(x, y, \tau = \tau_j)}{B(x, y, \tau = 0)} = \frac{\alpha_j(x, y)}{1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2(x, y)}. \quad (4)$$

The last term in the right hand side of (3) comes from interferences between two HOMs. This term leads to additional  $n!/(2(n-2)!) = C_n^2$  peaks at time delay  $|\tau_j - \tau_k|$  in the Fourier transform in which their ratio  $f_{jk}$  can be calculated from

$$f_{jk}(x, y) = \frac{B(x, y, \tau = \tau_j - \tau_k)}{B(x, y, \tau = 0)} = \frac{\alpha_j(x, y)\alpha_k(x, y)}{1 + \sum_{j=1}^n \alpha_j^2(x, y)}. \quad (5)$$

For simplicity, we call the peaks corresponding to interferences between the LP<sub>01</sub> and the HOMs peaks  $P_j$  and the peaks corresponding to interference between two HOMs peaks  $P_{jk}$ . When the fiber has only one HOM or the relative power of the HOMs to the LP<sub>01</sub> is very low, we return to the case explained in the S<sup>2</sup> imaging method [7] in which the equations (4) and (5) become

$$f_j(x, y) = \frac{\alpha_j(x, y)}{1 + \alpha_j^2(x, y)}, \quad (6)$$

$$f_{jk}(x, y) \approx 0. \quad (7)$$

It means that peaks  $P_{jk}$  vanish and only  $n$  peaks  $P_j$  are observed in the Fourier transform. Mode image and relative power of each HOM, as in the principle of the S<sup>2</sup> imaging method, are then extracted separately and independently from each peak  $P_j$  from (6).

In a general case when interferences between two HOMs are taken into account,  $n$  peaks  $P_j$  and  $C_n^2$  peaks  $P_{jk}$  are observed. Only modes extracted from  $n$  peaks  $P_j$  are real HOMs and modes extracted from the peaks  $P_{jk}$  are spurious modes. It is also impossible to determine spatial intensity profile and relative power of HOMs independently from equation (6) instead of using equation (4). Moreover, the condition that the relative power of HOMs is low to ignore interferences between two HOMs is ambiguous. Interference between two HOMs LP<sub>11</sub> and LP<sub>02</sub> is discovered in the Fourier transform as shown in Fig. 2a even when their relative power to the primary mode LP<sub>01</sub> are low,  $-20$  dB and  $-30$  dB respectively. As shown on this spectra, peaks are easily identified and accuracy of mode retrieval relies directly on the ratio between these peaks and the FFT background. In this figure, in addition to two real peaks

$P_1, P_2$  at time delay  $\tau_1, \tau_2$  corresponding to two HOMs  $LP_{11}$  and  $LP_{02}$ , the spurious peak  $P_{12}$  corresponding to interference between the  $LP_{11}$  and the  $LP_{02}$  at time delay  $\tau_2 - \tau_1$  is found. Fig. 2b is another example of the Fourier transform in the case of a fiber which supports three transverse higher-order modes  $LP_{11}, LP_{02}$  and  $LP_{21}$  at relative powers of  $-12$  dB,  $-21$  dB and  $-33$  dB respectively. Three spurious peaks corresponding to mutual interferences between these HOMs are observed.

Modes extracted from spurious peaks  $P_{jk}$  are spurious modes that result from intrinsic properties of the wave propagation in the fiber. Besides, there is another kind of spurious mode that comes from extrinsic elements such as the instability of the measurement or the laser source. Since the Fourier transform reflects all phenomena causing interference at the output spectra, any oscillation in the measurement will lead to a spurious peak in the Fourier transform.

In summary, problem of spurious modes is really a challenge in  $S^2$  imaging method that can reduce the accuracy of the measurement, not only in the number of higher order modes but also their relative optical power. A full solution in the general case is therefore necessary.

### 3. Modal decomposition technique

In this section, we propose a new technique for full modal decomposition which is an alternative of the  $S^2$  imaging method but with much improvement both in the calculated algorithms and the measurement setup. The algorithm used to retrieve modes in the  $S^2$  imaging technique is based on the hypothesis that one mode (usually the fundamental one) is much powerful than others, and thus neglect the possible interferences between other modes. These interferences are misinterpreted by the algorithm, which lead to the apparition of spurious modes at the algorithm output. We present an alternative to this algorithm which is not limited to the case of a dominant mode, and provide a solution to identify and then eliminate these spurious modes, thus offering artifact-free analysis of the measurement. Moreover, replacement of a broadband laser source with a tunable laser source helps the new technique to have only one dimensional scanning instead of two dimensional scanning in the previous method. The measure is therefore faster, simpler and more stable.

The experimental setup is presented in Fig. 3. The implementation is simple, although it is the first time, to the best of our knowledge, that such a setup is used to both discriminate transverse modes and determine their spatial profiles. Light from a tunable source is coupled to the fiber under test. Drawbacks of the  $S^2$  imaging method due to a two spatial dimensional scanning which is necessary to measure the magnified image of the fiber end with a single-mode fiber is alleviated by simply scanning the wavelength of the tunable source and observing the magnified near-field image of the fiber end using a camera, as presented in Fig. 3. As transverse modes do not propagate at the same speed in the fiber, we observe

an interference pattern at the fiber output (as previously described in the equation 2). At every position  $(x, y)$  of this pattern, the interference state depends on modes amplitudes, but also on relative propagation phases (which thus depends on wavelength). As explained in the previous section, the interference states at every position evolves periodically as the wavelength is increased. The magnified near-field image of the fiber output is recorded every time the wavelength of the source is changed. Transmission spectra at each position  $(x, y)$  as shown in Fig. 1a are then extracted from the set of images, acquired at each wavelength of the source. The integrated Fourier transform of these optical spectra (cf. Fig. 1b) is then calculated. Maximum peaks in the Fourier transform will be used to retrieve all the existing modes. However, spurious peaks that correspond to interferences between two HOMs or an oscillating instability of the measurement must be excluded first. An exclusion technique consisting of two steps is implemented to solve this problem.

The first step is to remove spurious peaks that are not caused by intrinsic properties of the wave propagation in the fiber. Since time delays of the peaks related to interferences between different modes propagating in the fiber are always proportional to the fiber length while this does not occur for the spurious peaks that do not come from intrinsic properties of the fiber, we can eliminate spurious peaks by measuring the fiber with two different lengths. The peak whose time delay remains when the fiber length changes is a spurious peak and will be eliminated.

The last step is to remove spurious peaks resulting from interferences between two HOMs. Since the power of HOMs is normally much smaller than that of the fundamental mode, the coefficient  $\alpha_j$  in the equations (4) and (5) are smaller than 1. We can also see from these two equations that the ratio  $f_{jk}$  of the peak  $P_{jk}$  corresponding to the interference between the mode  $P_j$  and the mode  $P_k$  are always smaller than the ratio  $f_j$  and  $f_k$  of the peaks  $P_j$  and  $P_k$ . Two highest peaks  $P_1$  and  $P_2$  at time delays  $\tau_1$  and  $\tau_2$  in the Fourier transform are then real peaks due to this property. The first spurious peak  $P_{12}$  is then determined at the position  $|\tau_2 - \tau_1|$ . Amplitude of this spurious peak is also larger than other spurious peaks because it corresponds to the interference of two largest HOMs. All other peaks whose amplitudes are higher than the one of this peak are therefore real peaks. Spurious peaks that come from interferences between these real peaks can be then determined according to their difference of time delays. We call these spurious peaks the  $P_{12-s}$ . The highest peak  $P_3$  that is lower than the peak  $P_{12}$  and is not one of the peaks  $P_{12-s}$  is also a real peak. All remaining peaks that are higher than  $P_3$  are real peaks and spurious modes corresponding to interferences between these real peaks can be then calculated. The same procedure is implemented until all peaks are classified.

In summary, using the exclusion technique, we can determine all real peaks  $P_j$  and eliminate other spurious peaks. All the existing modes are retrieved using the ratio  $f(x, y)$  of

these peaks. From equation (4), the coefficient is related to  $f_j(x, y)$  by

$$\alpha_j(x, y) = \frac{f_j \left( 1 - \sqrt{1 - 4 \sum_1^n f_k^2} \right)}{2 \sum_1^n f_k^2}. \quad (8)$$

The intensities of higher order modes are then given by

$$I_j(x, y) = I_T(x, y) \frac{\alpha_j^2(x, y)}{1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k^2}, \quad (9)$$

where  $I_T(x, y)$  is the integrated optical spectrum at a given  $(x, y)$  point. Relative optical power and spatially-resolved transverse amplitude can be calculated from equation (9).

Moreover, with the new measurement setup, only one-dimensional scanning requires on the wavelength is done. In  $S^2$  technique, the two-spatial dimensional scanning requires careful optical alignments at the fiber under test output which is time consuming that can reach to multiple hours of scanning to achieve a sufficient solution. These alignments are much simpler in our technique as transverse/angular alignments can be approximate. The new technique is therefore simpler and not time consuming. It takes several minutes for a measurement.

Accuracies in reproducing modal images or relative modal powers are improved due to the faster experiment and new algorithms in which interferences between two higher orders modes are taken into account.

As the previously published technique is slow, modal content could change during the scanning, thus conducting to erroneous mode images (and thus erroneous relative modal power). Note that the more modes are propagating in the fiber, the faster the interference figure at the fiber output changes. Therefore, the faster technique we propose allows for more accurate imaging of a multimode fiber supporting few modes, or allows characterizing a fiber supporting more modes.

The accuracy of the measurement is also improved by using the new algorithms of the new technique in which the interferences between two HOMs are taken into account. In the case of a multimode fiber supporting 3 HOMs that is expressed in the section 2 and in the Fig. 2b, relative powers between HOMs and the fundamental mode calculated by the  $S^2$  technique in which interferences between two HOMs are ignored and the values calculated by the new algorithms are compared in the table 1. A better accuracy is obtained with the new technique compared with the  $S^2$  technique.

Table 1. Relative power calculated by the previously published algorithms and the new algorithms.

	LP <sub>11</sub>	LP <sub>02</sub>	LP <sub>12</sub>
Given values	-12 dB	-21 dB	-33 dB
S <sup>2</sup> technique	-12.1 dB	-22.2 dB	-34.3 dB
New technique	-12.08 dB	-21.7 dB	-33.16 dB

#### 4. Experimental results

For the experimental demonstration of this technique, we used the experimental setup presented in Fig. 3 with a commercial C-band external-cavity laser. The laser wavelength is swept from 1540 nm to 1550.24 nm with 1024 steps. Light propagates in a standard single-mode fiber whose mode field diameter is about 10.4  $\mu\text{m}$ . This fiber is butt-coupled to the fiber under test. A microscope objective with a magnification of 80 is used to image the near field at the fiber output. Images are captured using a camera, which returns a 8-bits 200x200 points image. The experimental data acquisition was done in a few minutes, thus offering great environment stability. Data processing also requires a few minutes, and returns modes intensity profiles along with their relative optical power. Two fibers are tested, respectively a standard step-index multimode fiber and a small-core microstructured fiber.

##### 4.A. Standard step-index multimode fiber

We measure 0.5-m-long and 1-m-long standard multimode fibers using the new technique. The core diameter of the fiber is 12  $\mu\text{m}$ , and the core/cladding index difference is  $9.8 \cdot 10^{-3}$ . This fiber should therefore support four LP modes: LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub>, LP<sub>21</sub> and LP<sub>02</sub>. The new technique takes several minutes for a measurement. Fig. 4a presents the Fourier transform measured for the 0.5-m-long fiber. Three peaks are found. However, the time delay of 4.18 ps of the last peak remains unchanged when the fiber length is changed to 1 m. As explained in the principle of the technique, the last peak is a spurious peak. Expected modes profiles and their relative optical powers are then retrieved using the algorithm (8) and (9) as shown in Fig. 4b. The fact that the LP<sub>21</sub> was not observed in the measurement is not due to the principle technique. The technique allows to characterize the modal content at the fiber output for a given configuration (optical injection, bending ...). However, the number of modes excited in our case is only 3 modes (LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub> and LP<sub>02</sub>) due to the optical injection. It is then evident that the technique discovers only 3 modes. All four modes are extracted in another

measurement for the same fiber but with other configuration of optical injection as presented in Fig. 5b. A good agreement with the theoretical modes in Fig. 5a confirms the method.

To give more proof of the method, an effort to find out the origin of the extrinsic spurious mode is performed. In the principle, the power of the source must be fixed while the laser wavelength is varied. However, by investigating the power of the laser source as a function of the wavelength, a small modulation of the source power as a function of the wavelength with a period  $\Delta\lambda$  of 3.8 nm is found. This modulation leads to a peak in the Fourier transform with the corresponding time delay calculated from  $\tau = 2\lambda^2/(c\Delta\lambda) = 4.18$  ps. This value is the same as the time delay of the spurious peak. In consequence, we can conclude that the spurious mode in the experiment results from the power instability of the source, and once again, the spurious mode as well as the principle of the new technique is verified.

#### 4.B. *Microstructured fiber*

The second fiber under test is a 1.5-m-long commercially-available solid-core microstructured fiber whose fundamental mode has a 2.8- $\mu\text{m}$ -average-diameter triangular shape. The structure of the fiber is sketched in Fig. 6. The triangular core region comprises a germanium-doped center element (red) surrounded by three fluorine-doped rods (blue) embedded in a standard triangular air/silica cladding structure with lower mean refractive index. The diameter of the doped elements equals the pitch. Experimental results are shown in Fig. 7. The fundamental mode and two higher-order modes are observed. Theoretical modes of the fiber were also calculated, and a good agreement was found with experimental results only if a transverse index inhomogeneity was included in the fiber structure. Higher-order modes 1 and 2 would both have the same intensity profiles for a perfectly homogenous fiber.

The main limitation of this experiment is the need for a tunable laser source, which is not available around some wavelengths. Therefore, we replaced the tunable laser source by the combination of a superfluorescent source and a tunable optical fiber with a 0.27- $\mu\text{m}$  spectral width. Similar results were obtained, thus indicating that optical fibers can be characterized at some exotic wavelengths. Additionally, the cost of the experimental setup can be reduced.

## 5. Conclusion

A new method for modal analysis of optical fibers was proposed and demonstrated. This method alleviates most of the drawbacks of existing techniques. The algorithm of the method is developed to be able to take into account interferences between two higher-order modes. The method can thus eliminate spurious modes and offer a more accurate measurement. The characterization process is improved by replacing a two-dimensional scanning in the  $S^2$  imaging technique by unidimensional scanning. This setup is simple and suitable to any optical-fiber core size and not only limited to large-mode-area fibers. A standard step-index

multimode fiber and a small-core microstructured fiber have been used to demonstrate the method.

## Acknowledgments

Authors are thankful to Thierry Robin and Benoit Cadier (iXfiber, Lannion, France) for providing the step-index fiber.

## References

1. D. M. Nguyen, S. D. Le, K. Lengle, D. Mechin, M. Thual, T. Chartier, Q. Coulombier, J. Troles, L. Bramerie and L. Brilland, “Visual system-response functions and estimating reflectance,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **22** (24), 1844–1846 (2010).
2. B. J. Eggleton, B. Luther-Davies and K. Richardson, “Chalcogenide photonics,” *Nature Photonics*, **5**, 141–148 (2011).
3. O. Shapira, A. F. Abouraddy, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, “Complete modal decomposition for optical waveguides,” *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 143902–143905 (2005).
4. N. Andermahr, T. Theeg, and C. Fallnich, “Novel approach for polarization-sensitive characterization of transversal modes in few-mode optical fibers,” *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **91**, 353–357 (2008).
5. T-J Ahn and D. Y. Kim, “High-resolution differential mode delay measurement for a multimode optics fiber using a modified optical frequency domain reflectometer,” *Opt. Express*, **13** (20), 8256–8262(2005).
6. S. Ring, D. Menashe, U. Levy, S. Steinblatt, Y. Danziger and M. Tur, “Characterization in mode coupling in few-mode fibers using optical low-coherence reflectometry,” in *Optical Fiber Communication Conference*, (2008), paper OWO5.
7. J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmi, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode area fibers,” *Opt. Express*, **16**, 7233–7243(2008).
8. J. W. Nicholson, A. D. Yablon, J. M. Fini, and M. D. Mermelstein, “Measuring the modal content of large-mode-area fibers,” *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, **15** (1), 61–70 (2009).

### List of figure

Fig. 1: (a) Typical spectrum measured at an arbitrary  $(x, y)$  point and (b) its Fourier transform showing multiple beat frequencies.

Fig. 2: The Fourier transform when (a) the fiber supports two HOMs  $LP_{11}$  and  $LP_{02}$ , and when (b) three HOMs are supported  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  and  $LP_{02}$ .

Fig. 3: Experimental setup for the new technique.

Fig. 4: (a) The Fourier transform measured by the new technique for the standard multi-mode fiber and (b) the HOMs profiles and their relative powers.

Fig. 5:(a) Theoretical modes and (b) modes extracted by the technique in the new measurement for the same standard step-index fiber but with new condition of the optical injection.

Fig. 6: Transverse section of the photonic crystal fiber.  $\Lambda = 1.5 \mu m$ ,  $d = 0.75 \mu m$ .

Fig. 7: Experimental (top) and numerical (bottom) intensity profiles of transverse modes for a small-core photonic-crystal optical fiber.

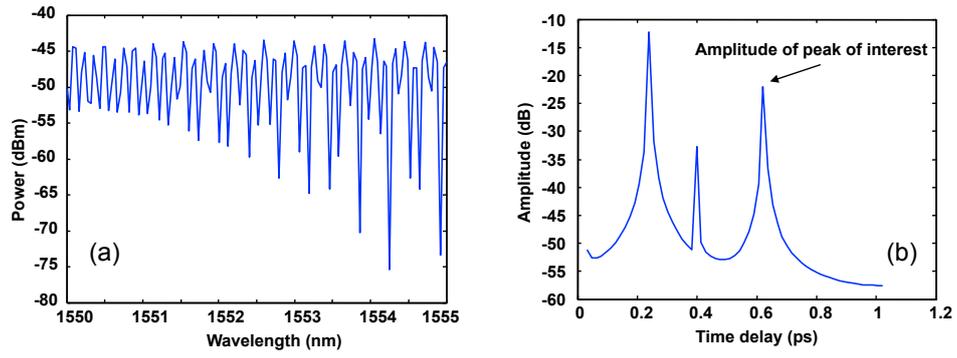


Fig. 1. (a) Typical spectrum measured at an arbitrary  $(x, y)$  point and (b) its Fourier transform showing multiple beat frequencies.

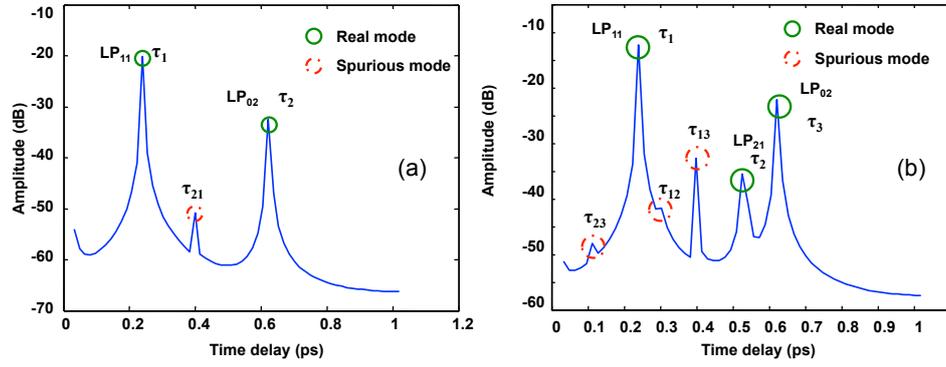


Fig. 2. The Fourier transform when (a) the fiber supports two HOMs  $LP_{11}$  and  $LP_{02}$ , and when (b) three HOMs are supported  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  and  $LP_{02}$ .

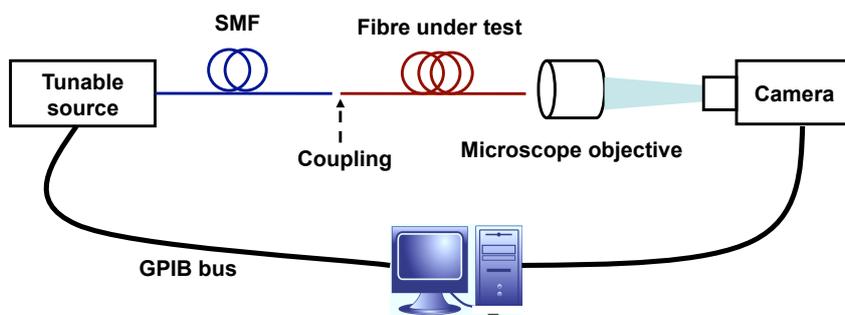


Fig. 3. Experimental setup for the new technique.

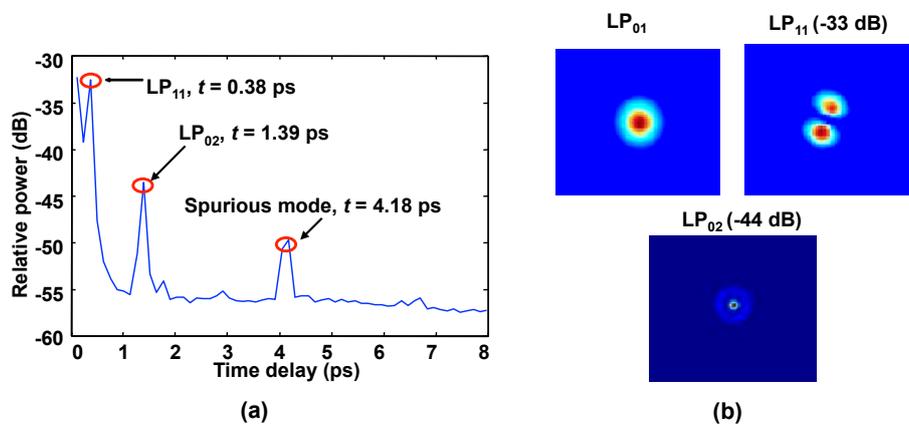


Fig. 4. (a) The Fourier transform measured by the new technique for the standard multimode fiber and (b) the HOMs profiles and their relative powers.

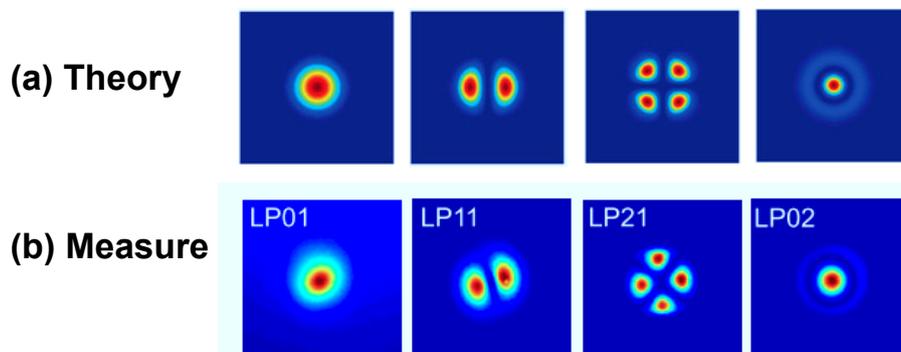


Fig. 5. (a) Theoretical modes and (b) modes extracted by the technique in the new measurement for the same standard step-index fiber but with new condition of the optical injection.

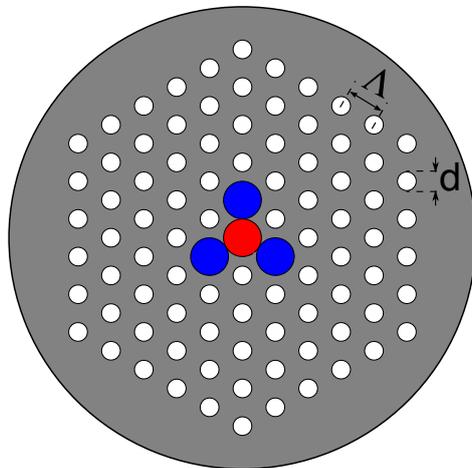


Fig. 6. Transverse section of the photonic crystal fiber.  $\Lambda = 1.5 \mu m$ ,  $d = 0.75 \mu m$ .

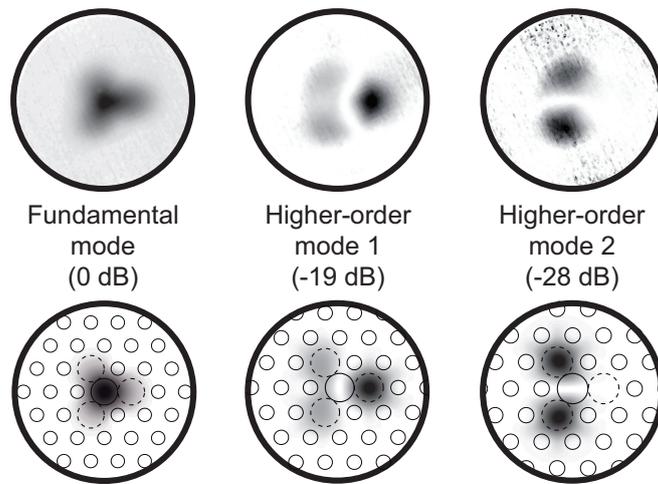


Fig. 7. Experimental (top) and numerical (bottom) intensity profiles of transverse modes for a small-core photonic-crystal optical fiber.

# RECENT ADVANCES ON LOW LOSS AND HIGHLY NONLINEAR AsSe SUSPENDED CORE PHOTONIC CRYSTAL OPTICAL FIBERS

M. THUAL<sup>(1,2)</sup>, D. M. NGUYEN<sup>(1,2)</sup>, S. D. LE<sup>(1,2)</sup>, T. CHARTIER<sup>(1,2)</sup>, P. ROCHARD<sup>(1,2)</sup>, C.  
BASTIANELLI<sup>(1,2)</sup>, J. TROLES<sup>(3)</sup>, Q. COULOMBIER<sup>(3)</sup>, D. MECHIN<sup>(4)</sup>, L. BRILLAND<sup>(4)</sup>,  
T. N. NGUYEN<sup>(5)</sup>, S. BLIN<sup>(6)</sup>

<sup>(1)</sup> Université européenne de Bretagne (UEB), Université de Rennes 1, France

<sup>(2)</sup> CNRS UMR 6082 FOTON, 6 rue de Kerampont, ENSSAT, BP 80518, 22305 Lannion, France

<sup>(3)</sup> Equipe Verres et Céramiques, UMR CNRS 6226, Université de Rennes 1, France

<sup>(4)</sup> PERFOS, Lannion, France

<sup>(5)</sup> Faculty of Telecommunications, PTIT, Hanoi, Vietnam

<sup>(6)</sup> Institut d'Électronique du Sud, UMR 5214 CNRS - Université Montpellier 2, France

[monique.thual@univ-rennes1.fr](mailto:monique.thual@univ-rennes1.fr)

## Abstract

We report on recent advances on two nonlinear chalcogenide photonic crystal optical fibers. A Kerr nonlinearity of  $18300 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , measured by the self-phase modulation method, and attenuation losses of  $0.8 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$  have been demonstrated at a wavelength of 1550 nm in a new AsSe suspended core photonic crystal fiber. This leads to a record figure of merit (defined as the nonlinear coefficient divided by the propagation loss) three times higher than the previous record obtained in a AsSe suspended-core photonic-crystal fiber with a Kerr nonlinear coefficient of  $31300 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  and propagation losses of  $4.6 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ . The fibers are demonstrated to be single-mode and the efficient coupling scheme based on a micro-lensed fiber used to perform the linear and nonlinear characterisations in these fibers is also explained. The results are promising for high-speed signal processing in telecommunication networks including regeneration, optical switching or wavelength conversion.

**Keywords:** *Nonlinear optics, Kerr effect, photonic-crystal optical fiber, modal analysis, optical coupling.*

## INTRODUCTION

Nonlinearity based on the third-order nonlinear coefficient has important applications in high-speed signal processing in telecommunication networks including regeneration, optical switching or wavelength conversion [1]. These nonlinear effects can be obtained either in planar waveguides or fibers, tapered or not, with different materials such as silica or chalcogenide

glasses, III-V semiconductors, polymers or silicon, and different kinds of structures either micro-structured or not [1]-[6]. Whatever the solution, the aim is to achieve compact devices with low losses, controllable dispersion, low power consumption, simple fabrication and high nonlinear coefficient  $\gamma$ : Since the nonlinear coefficient  $\gamma$  is defined as [7]:

$$\gamma = 2 \pi n_2 / (\lambda A_{eff}) \quad (1)$$

at a wavelength  $\lambda$ , a high nonlinear refractive index  $n_2$  and a small effective area  $A_{eff}$  enhance this coefficient. Chalcogenide glasses are attractive due to the high transparency in the infrared region but also for their large nonlinear refractive index  $n_2$  which could be from 100 to 1000 times greater than in the fused silica. Moreover, a small effective area can be obtained with photonic crystal fibers to further increase their nonlinearity. AsSe photonic-crystal fibers are thus of great interest and offer strong potential for nonlinear applications.

In this paper, we report recent advances on low loss and ultra-highly nonlinear AsSe photonic crystal fibers. This includes recent suspended-core AsSe fiber with a record Kerr nonlinearity of  $31300 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  [8]. Let's recall that the nonlinear coefficient of a standard single-mode silica fiber is around  $1.3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  [7]. A new AsSe fiber with propagating losses reduced to  $0.8 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ , which is much improved if compared to  $4.6 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$  for the first fiber, and a high nonlinear coefficient  $\gamma$  of  $18300 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  is also demonstrated. However, the very small effective area needed to increase the nonlinear coefficient leads to a reduction of coupling efficiency with standard single-mode fibers. Moreover, nonlinear effects are affected by the number of transverse modes propagating in the fiber. Therefore, solutions to improve the coupling efficiency and modal analysis methods are discussed.

The paper is organized as follows. Section I presents the state of the art on nonlinear chalcogenide fibers. Section II reports characterisation results of two suspended core AsSe fibers in terms of near field, effective area and propagation losses. The number of transverse modes and their energy distribution are then measured by the modal analysis method. We also demonstrate nonlinear effects such as self-phase modulation in these fibers. Finally, technique to reduce coupling loss with an efficient coupling scheme based on micro-lenses is presented in section III.

## I. EVOLUTION OF THE STATE OF THE ART

A lot of progress has been made since the first chalcogenide photonic-crystal fiber feasibility was reported by T. M. Monro et al. in 2000 [9]. In 2006 J. Le Person et al. [10] published the demonstration of light guiding in a multimode GeSbSGa (2S2G) photonic-crystal fiber with an effective area of  $107 \mu\text{m}^2$ , a nonlinear coefficient  $\gamma$  of  $120 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  and propagating losses of  $25 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ . The same year, L. Brilland et al. [11] demonstrated a single-mode guiding in the same kind of 2S2G chalcogenide photonic crystal fiber with an effective area of  $68 \mu\text{m}^2$ , with significant improvement of the fabrication process and an increased nonlinear coefficient  $\gamma$  of  $190 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ . More recently, in 2009, J. Fatome et al. [12] presented nonlinear characterisations in a GeSbS (2S1G) and a AsSe photonic-crystal fiber with nonlinear coefficient, effective area, propagation losses of  $500 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ,  $22 \mu\text{m}^2$  and  $5 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$  respectively for the first one and  $2000 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ,  $21 \mu\text{m}^2$  and  $10 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$  for the second one. The value of coefficient  $\gamma$  is confirmed by the self-phase modulation method and values of chromatic

dispersion of  $-421 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  and  $760 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  have been respectively measured in the 2S1G and the AsSe fibers. The same year, T. N. Nguyen et al. [13] demonstrated a nonlinear function of regeneration in a AsSe photonic crystal fiber structured of 3 hexagonal rings whose effective area of  $2.9 \mu\text{m}^2$  allows to increase the nonlinear coefficient  $\gamma$  up to  $15000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . The losses were  $15 \text{ dB.m}^{-1}$ . In 2010, M. El-Amaroui [14] et al. presented a suspended core AsS fiber whose losses were reduced to  $0.4 \text{ dB.m}^{-1}$  and nonlinear coefficient was  $2750 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  with an effective area of  $4.3 \mu\text{m}^2$ . Recently, we demonstrated a record nonlinear Kerr coefficient  $\gamma$  of  $31300 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  in a AsSe suspended core photonic crystal fiber [8] whose propagation losses were  $4.6 \text{ dB.m}^{-1}$  and in the present work the propagating losses are reduced to  $0.8 \text{ dB.m}^{-1}$  while maintaining a very high nonlinear coefficient  $\gamma$  of  $18300 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ . This points out the fact that a trade-off has to be found between the nonlinear coefficient and the losses.

## II. TWO SUSPENDED CORE AsSe FIBERS

### Presentation of the two fibers

The fabrication process for producing low-loss suspended-core chalcogenide fiber is based on a casting glass method [15]. This method consists in molding the glass in a silica cast made of capillaries and capillary guides. After removing the cast in a hydrofluoric acid bath, the preform is drawn and the design is controlled by using a system applying different pressure in the holes. Two AsSe suspended cores photonic crystal fibers are then fabricated by this process with an external diameter of about  $200 \mu\text{m}$ . The first one (Fig. 1) has a core diameter of about  $2 \mu\text{m}$  and will be referenced as fiber 1. The second one (Fig.2) has a core diameter of about  $3 \mu\text{m}$  and will be referenced as fiber 2.

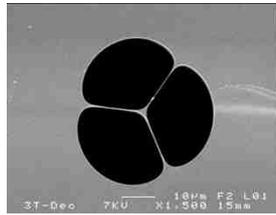


Fig 1. Fibre 1

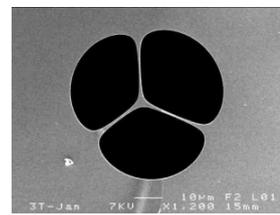


Fig 2. Fibre 2

The fabrication parameters were better controlled for fiber 2 which explains that the propagation losses were significantly reduced to  $0.8 \text{ dB.m}^{-1}$ , instead of  $4.6 \text{ dB.m}^{-1}$  for fiber 1, as will be explained in the following paragraph.

### Linear Characterization

#### Near-field view

The near-field characterisation setup is presented in Fig. 3. Light from a continuous laser source at  $1550 \text{ nm}$  is injected into the chalcogenide fibers by means of a micro-lensed single-mode fiber. A 20X microscope objective is used for magnification of the near-field images at the fiber output. Images are then captured using an infrared sensitive camera, which returns an 8-bits  $200 \times 200$ -points image.

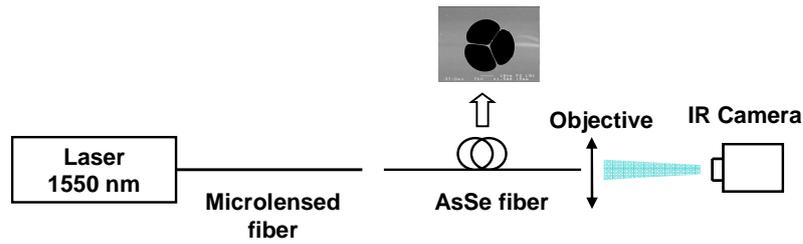


Fig 3. Principle of the near-field setup.

The control of the output view with this near-field setup ensures that the light is injected into the fiber core as can be seen in figure 4 where the first view (a) corresponds to an injection in the fiber clad whereas the second one (b) corresponds to a good injection in the fiber core. The alignments of the fibers at the input and of the objective at the output are achieved by means of three-axis piezoelectric translation stages.

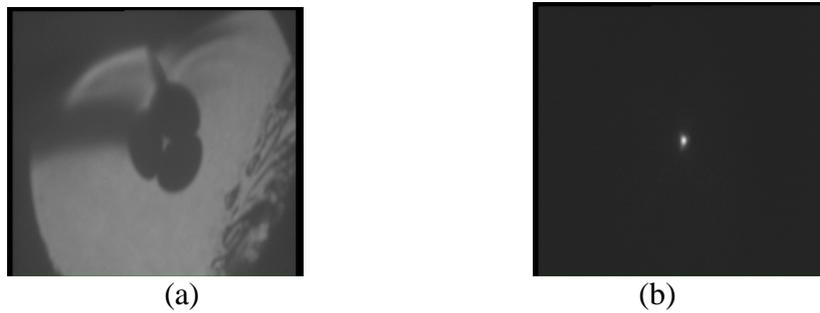


Fig 4. Near-field IR view at the output of the chalcogenide fiber: (a) alignment outside the core, (b) alignment in the fiber core.

In general cases, the analysis of the near-field image can be used to measure the mode field diameter of a Gaussian beam. But the smaller the mode field diameter (defined as the diameter for which the maximum intensity has been divided by  $e^2$ ), the larger the divergence angle of the beam propagating in air which can induce that the numerical aperture of a standard objective is not large enough to accept the whole beam. The near-field characterisation is then only appropriate for the measurement of mode field diameters up to about  $5 \mu\text{m}$  with small divergence angles. In the case of our very-small-core fibers, the mode field diameter is expected to be around  $2 \mu\text{m}$ . The most convenient method to measure the mode field diameter and the effective area in our case is the far field-method.

#### Effective area

The characterisation of the effective area by the far field method consists of measuring the lateral intensity profile at a long distance (compared with the Rayleigh distance of the beam to be measured) from the output fiber. A standard multimode fiber connected to an InGaAs photodiode is rotated around the chalcogenide fiber with angles sweeping from  $-80^\circ$  to  $+80^\circ$  at a fixed long distance from the fiber output while a signal from a continuous laser emitting at a wavelength of  $1550 \text{ nm}$  is injected in the tested fiber. The output intensity as a function of the rotation angle is recorded and displayed in Fig. 5 which illustrates the far field distribution of the fiber 1. The effective area is then calculated by using the inverse Hankel method which transforms the far field profile to the near field profile. From this measurement, the effective area of the chalcogenide fiber is found to be  $A_{\text{eff}} = 1.7 \pm 0.1 \mu\text{m}^2$  for fiber 1 which corresponds to a mode field diameter  $d$  of  $1.4 \mu\text{m}$  deduced by the equation  $A_{\text{eff}} = \pi d^2 / 4$ . The effective area of fiber

2 has been measured to be  $2.35 \pm 0.1 \mu\text{m}^2$  which corresponds to a mode field diameter of  $1.7 \mu\text{m}$ .

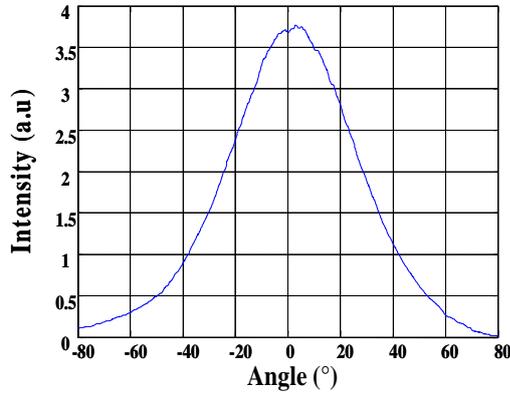


Fig 5. Far field intensity profile as a function of the rotation angle for fiber 1.

*Propagation losses*

The propagation losses are measured by the cut back method at a wavelength of 1550 nm with a continuous laser source. The average power is 5 dBm. The output powers are measured for different lengths of the fiber while the coupling condition at the input end of the fiber is fixed. The fiber attenuation is then calculated using a linear fit of the data. In our measurements, the fiber loss is found to be  $4.6 \text{ dB.m}^{-1}$  [8] for fiber 1 and  $0.8 \text{ dB.m}^{-1}$  for fiber 2 as shown in Fig. 6.

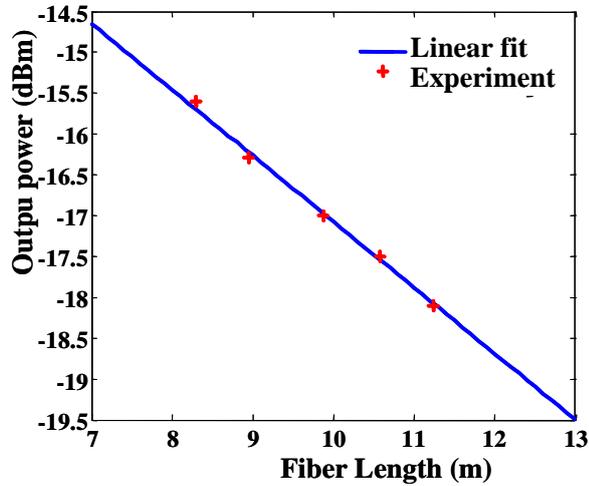


Fig 6. Output power as a function of the fiber length for fiber 2.

*Modal analysis*

In order to measure the number of transverse modes, we used a modal analysis method [16, 17] to estimate experimentally the number of modes propagating in the fiber and their energy distribution. The method explained in Ref. [8] is based on the analysis of the interference pattern due to the superposition of the different modes propagating in the fiber. By using this method, the relative powers of the higher-order modes compared with the fundamental mode are found to

be less than -50 dB for both fibers as can be seen in Fig. 7 where the fundamental mode and the first higher order mode intensity repartition at the fiber output are shown. Thus, effects of the higher-order modes can be ignored and the fiber can be considered to be single-mode.

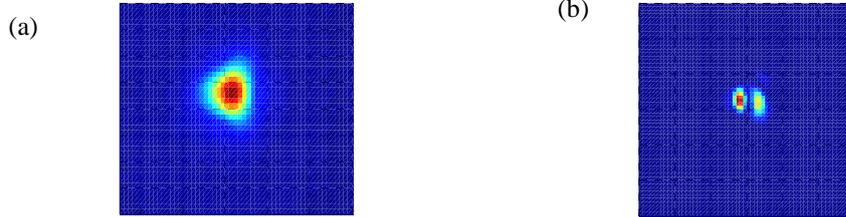


Fig. 7. Lateral energy distribution for the fundamental mode (a) and for the first higher order mode (b).

## Nonlinear characterisation

### Self-phase modulation

Combined effects of the self-phase modulation (SPM) and the group velocity dispersion (GVD) lead to spectral broadening of an optical pulse propagating in the fiber. The nonlinear coefficient  $\gamma$  and the dispersion  $D$  can thus be measured by comparing experimental and simulated broadened spectra. The experimental setup is shown in Fig. 8.

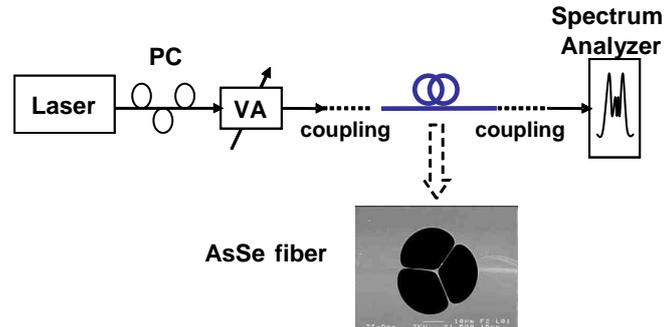


Fig 8. Experimental setup for the self-phase modulation method. VA: variable attenuator. PC: polarization controller.

The incident field is a Gaussian pulse of 6 ps produced by a commercially-available mode-locked erbium-doped fiber laser operating at 1550 nm. The repetition rate is 19.3 MHz. The AsSe fiber length of fiber 2 is 80 cm, it was 63 cm for fiber 1. A micro-lensed fiber [18] whose mode field diameter is 2.2  $\mu\text{m}$  is used to inject pulses into the AsSe fiber in order to decrease the coupling loss down to 3 dB at each extremity of the fiber. A good agreement between simulated and experimental broadened spectra is obtained with  $\gamma = 18300 \pm 900 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  and  $D = -830 \pm 40 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  (Fig. 9) for fiber 2. The value measured in fiber 1 was  $\gamma = 31300 \pm 1500 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  and  $D = -1800 \pm 90 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  [8]. The dispersion has been confirmed with an error of less than 5% by an experimental method based on interferometry for the two fibers.

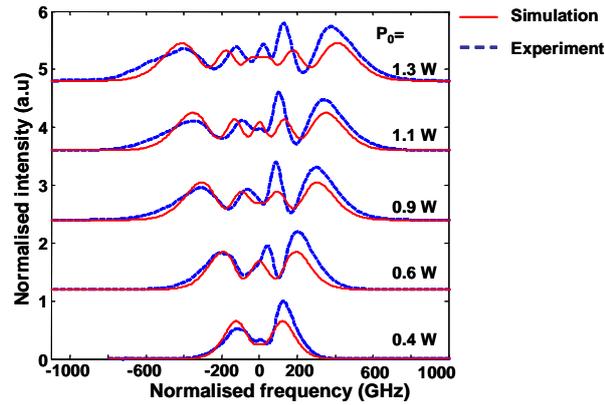


Fig. 9. Simulated and experimental broadened spectra due to SPM.  $P_0$ : peak power.

Taking into account propagation losses, a figure of merit can be calculated [19]. Table 1 summarizes values of the nonlinear coefficient  $\gamma$ , the propagation loss  $\alpha$  and the figure of merit  $F=\gamma/\alpha$  of recent chalcogenide photonic crystal fibers. The last fiber developed in 2010 (this paper) appears clearly as the most efficient with a figure of merit close to 100 which is an improvement by a factor of 10000 compared with the results obtained in 2006.

Table 1: Evolution of properties of chalcogenide photonic crystal fibers.

Fiber glass	Nonlinear coefficient $\gamma(\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1})$	Propagation losses (dB/m)	Figure of merit $F=\gamma/\alpha (\text{W}^{-1})$	Mode guiding	Year
GeSbSGa	120	>20	0.03	Multimode	2006
GeSbS	500	5	0.43	Single-mode	2008
AsSe	2000	10	0.87	Single-mode	2008
AsSe	15000	15	4.34	Single-mode	2009
AsSe (fiber 1)	31300	4.6	29.55	Single-mode	2009
AsSe (fiber 2)	18300	0.8	99.35	Single-mode	2010

Let's notice that the effective area measured by the far field method leads to a nonlinear refractive index  $n_2 = 1.31 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2.\text{W}^{-1}$  for fiber 1 and  $n_2 = 1.06 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2.\text{W}^{-1}$  for fiber 2. This is close to the value of  $1.1 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2.\text{W}^{-1}$  given in reference [4], (around 500 times larger than in the fused silica). To the best of our knowledge, the smallest core-diameter that can be obtained until now is around  $0.45 \mu\text{m}$  [20] but the higher coupling loss and propagation loss (i.e. smaller figure of merit) makes these small-core fibers less desirable.

### III. Method of Coupling

Working with very small cores and beams lead to a low optical coupling efficiency. As this efficiency is given by the overlap integral of the fields to be coupled [21], it is then maximal for identical beams perfectly aligned. However, the smaller the mode field diameters, the more critical are the axial and lateral misalignment tolerances. On the other hand, a very small mode field diameter leads to relaxed angular misalignment tolerances. Since they are a key factor for assembly performances, a compromise must be found between nonlinear effects, compactness,

coupling efficiency and misalignment tolerances. For mode adaptation, small waveguides are tapered [22] to fit the mode diameter of single-mode fibers (10.5  $\mu\text{m}$ ). This helps to improve coupling efficiency and relax alignment tolerances but is still not ideal. The solutions proposed in the literature concerns discrete optical systems placed between fibers and components to be coupled [23][24], lens-free devices [25] or micro-lensed fibers [26]-[28]. The last two methods are interesting since they are more compact than the first one.

### Gradhyp micro-lens

#### Principle and fabrication process of the micro-lens

In order to perform the characterisation of the nonlinear fibers, we have developed a micro-lens that we have named Gradhyp since it consists of a graded index fiber spliced to the single-mode fiber (SMF-28 Corning), cut at a length  $L_{GI}$ , and followed by a hyperbolic profile lens as shown in Fig. 10. The deposit of the hyperbolic profile is done in an arc fusion fiber splicer.

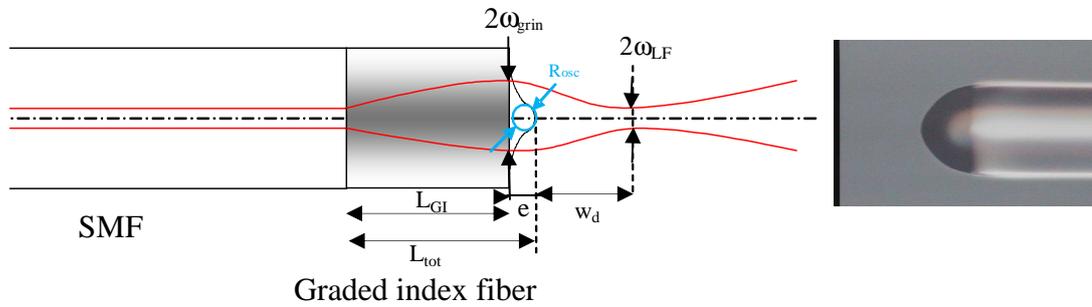


Fig 10. Principle and photograph of a Gradhyp micro-lens.

Thanks to the parabolic lateral index profile of the graded index section, which extends on the whole 125  $\mu\text{m}$  diameter of the fiber, the propagation of the Gaussian beam that comes out from the single-mode fiber (SMF) is periodical in the graded index section which is a quarter pitch long  $L_{gi}$  (975  $\mu\text{m}$ ) to obtain a wide mode field diameter ( $2\omega_{grin}=78 \mu\text{m}$ ) and a plane phase front. This allows to achieve a small mode field diameter (MFD,  $2\omega_{LF}=1.5$  to  $5 \mu\text{m}$ ) focused at a long working distance  $w_d$  from the hyperbolic lens with limited spherical aberration. The evolution of the Gaussian beam parameters through the micro-lens are calculated with Kogelnik concepts [29].

#### Mode field diameter and working distance

The MFD  $2\omega_{LF}$  and the working distance  $w_d$  of the Gradhyp micro-lens depend on the lateral graded index profile, the total length  $L_{tot}$  and the osculating sphere radius  $R_{osc}$  of the hyperbolic profile of the micro-lens. The theoretical evolution of the MFD and of the working distance as a function of the osculating radius of the sphere are respectively plotted in Figure 11 and Figure 12 for a graded index section  $L_{GI} = 975 \mu\text{m}$ . As the working distance depends also on the effective thickness  $ne$  it is plotted for different values of  $ne$ , with  $n$  the refractive index of the lens ( $n=1,444$ ).

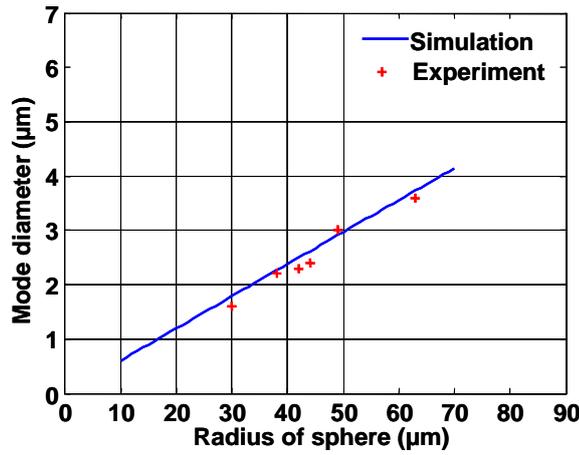


Fig 11. MFD versus radius of osculating sphere of a Gradhyp

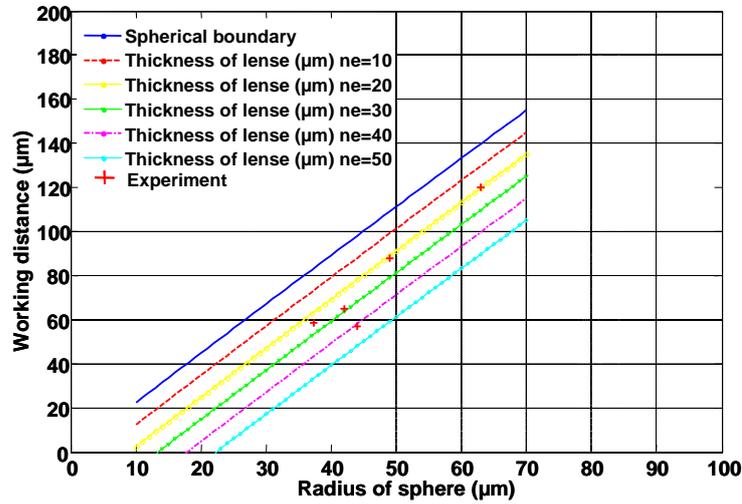


Fig 12. Working distance versus radius of osculating sphere of a Gradhyp for several effective thickness  $n_e$ .

### Coupling efficiency with nonlinear fibers

We used a Gradhyp with a mode field diameter of  $2.2 \pm 0.1 \mu\text{m}$  and a working distance of  $65 \pm 5 \mu\text{m}$  at a wavelength of 1550 nm to decrease the coupling loss with the “fiber 2” down to a value of 3.6 dB at each extremity. As the Fresnel reflection losses (1.1 dB per face) are included, the coupling loss is 2.5 dB. This is a huge improvement compared to a direct coupling to a single-mode fiber (9 dB) and also compared to a direct coupling to a high-numerical-aperture fiber (MFD  $3.2 \mu\text{m}$ , NA= 0.3) with a coupling loss of 6 dB.

Concerning pure silica photonic crystal fibers, the best solution certainly consists in splicing the nonlinear fiber to the single-mode fiber as proposed by L. Xiao [30] for five different kinds of microstructured fibers. However, in the case of chalcogenide suspended core fibers, it is much more challenging as the materials of the fibers to be spliced are different.

## Conclusion

We have presented recent advances on highly nonlinear chalcogenide fibers. Self-phase modulation effect is demonstrated in two AsSe suspended core fibers. A nonlinear coefficient of  $31300 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  and propagation losses of  $4.6 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$  have been measured for the first fiber while the respective values of  $18300 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  and  $0.8 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$  have been found for the second fiber. A trade-off has to be made between the nonlinear coefficient and the propagation losses by adjusting the effective area ( $1.7 \mu\text{m}^2$  for the first fiber and  $2.35 \mu\text{m}^2$  for fiber 2). A record high figure of merit, defined by the ratio between the nonlinear coefficient and the propagation losses, has been demonstrated while a modal analysis allowed us to conclude that both fibers are single-mode. We have also explained how the coupling loss can be reduced using a micro-lensed fiber.

## Acknowledgements

The authors would like to thank *L'Agence Nationale de la Recherche, le Ministère de la recherche française, la Région Bretagne, le département des Côtes d'Armor, l'Agglomération Lannion-Trégor, le Feder.*

## References

- [1] M. D. Pelusi, V. G Ta'eed, Libin Fu, E Magi., M.R.E. Lamont, S.Madden, Duk-Yong Choi, D.A.P. Bulla, B. Luther-Davies, B. J. Eggleton, "Applications of Highly-Nonlinear Chalcogenide Glass Devices Tailored for High-Speed All-Optical Signal Processing", Vol.14, Issue 3, pp- 529-539, May-june (2008).
- [2] Ravi Pant, Chunle Xiong, Steve Madden, Barry Luther Davies, Benjamin J. Eggleton, "Investigation of all-optical analog-to-digital quantization using a chalcogenide waveguide: A step towards on-chip analog-to-digital conversion", Optics Communications, 283, pp. 2258–2262, (2010).
- [3] R. E. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin, J. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, "Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide fibers," J. Opt. Soc. Am. B 21, 1146-1155 (2004).
- [4] Dong-Il Yeom, Eric C. Mägi, Michael R. E. Lamont, Michaël A. F. Roelens, Libin Fu, and Benjamin J. Eggleton, "Low-threshold supercontinuum generation in highly nonlinear chalcogenide nanowires", optics Letters, Vol. 33, No. 7, pp. 660- 662, April 1 (2008).
- [5] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrié, P. Colman, A. De Rossi, M. Santagiustina, C. G. Someda, and G. Vadalà, "Highly efficient four wave mixing in GaInP photonic crystal waveguides", Optics Letters, Vol. 35, Issue 9, pp. 1440-1442 (2010).
- [6] J. Leuthold, C. Koos and W. Freude, "Nonlinear silicon photonics", Nature of Photonics, Vol.4, August (2010).
- [7] G. Agrawal, Nonlinear fiber optics, 4<sup>th</sup> ed. Academic Press, 2007.
- [8] D. M. Nguyen, S. D. Le, L. Brilland, Q. Coulombier, J. Troles, D. Méchin, T. Chartier, M. Thual, "Demonstration of a Low Loss and Ultra Highly Nonlinear AsSe Suspended-Core

Chalcogenide Fiber”, European Conference and Exhibition on optical communications, Turino, oral session, Tu. 4. D.6, September (2010).

[9] T.M. Monro, Y.D. West, D.W. Hewak, N.G.R. Broderick, and D.J. Richardson, “Chalcogenide holey fibres”, *Electronics Letters*, Vol. 36, issue 24, pp. 1998-200, 23 November (2000).

[10] J. Le Person, F. Smektala, T. Chartier, L. Brilland, T. Jouan, J. Troles and D. Bosc, « Light guidance in new chalcogenide holey fibres from GeGaSbS glass”, *Mat. Research Bulletin*, Vol. 41, issue 7, pp 1303-1309 (2006).

[11] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. N. Nguyen, N. Traynor, A. Monteville, “Fabrication of complex structures of Holey Fibers in Chalcogenide glass,” *Opt. Express*, vol. 14, no. , pp. 1280-1285, Feb. (2006).

[12] J. Fatome, C. Fortier, T. Nguyen, T. Chartier, F. Smektala, K. Messaad, B. Kibler, S. Pitois, G. Gadret, C. Finot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, G. Renversez, L. Brilland and N. Traynor, “Linear and Nonlinear Characterizations of Chalcogenide Photonic Crystal Fibers,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 27, no.11, pp. 1707-1715, Jun. (2009).

[13] T. N. Nguyen, T. Chartier, Q. Coulombier, P. Houizot, L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, C. Fortier, J. Fatome and M. Thual, “Ultra Highly Nonlinear AsSe Chalcogenide Holey Fiber for Nonlinear Applications”, European Conference and Exhibition on optical communications, oral session, Paper 10.1.2, (2009).

[14] M. El-Amraoui, J. Fatome, J. C. Jules, B. Kibler, G. Gadret, C. Fortier, F. Smektala, I. Skripatchev, C.F. Polacchini, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, M. Szpulak, and G. Renversez, “Strong infrared spectral broadening in low-loss As-S chalcogenide suspended core microstructured optical fibers”, *Optics Express*, Vol. 18, Issue 5, pp. 4547-4556 (2010).

[15] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T. N. N’Guyen, F. Smektala, G. Renversez, A. Monteville, D. Méchin, T. Pain, H. Orain, J.-C. Sangleboeuf, and J. Trolès, “Casting method for producing low-loss chalcogenide microstructured optical fibers”, *Optics Express*, Vol. 18, Issue 9, pp. 9107-9112 (2010)

[16] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmiet, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers”, *Optics Express*, Vol. 16, Issue 10, pp. 7233-7243 (2008).

[17] S. Blin, D. M. Nguyen, T. N. Nguyen, L. Provino, M. Thual, T. Chartier, “Simple Modal Analysis Method for Multi-Mode Fibers”, European Conference and Exhibition on optical communications, session 1, P1.16, Vienna, Austria, September (2009).

[18] M. Thual, P. Rochard, P. Chanclou, and L. Quétel, “Contribution to research on Micro-Lensed Fibers for Modes Coupling”, *Fiber and Integrated Optics*, Vol.27, n°6, pp. 532-541, (2008).

[19] T. M. Monro, “Highly nonlinear fibers: fundamentals, design and fabrication”, OFC/NOFC, Tutorial, OthJ1, (2008).

[20] S. Afshar V. and T. M. Monro, “A full vectorial model for pulse propagation in emerging waveguides with subwavelength structures part I: Kerr nonlinearity”, *Optics Express*, Vol. 17, Issue 4, pp. 2298-2318 (2009).

[21] C. Vassallo, “Optical waveguide concepts”, Elsevier, pp. 275-277 *Optical Wave Science and Technology*, (1991).

[22] M.C. Oh, “Fabrication of large-core single polymer waveguide connecting to a thermally expanded core fibre for increasing alignment tolerance”, *Optics Communication*, 246, pp. 337-343, (2005).

- [23] M. Fadhali, J. Zainal, Y. Munajt, J. Ali, R. A. Rahman, “Efficient coupling and relaxed alignment tolerances in pigtailed of a laser diode using dual ball lenses”, *Optik*, vol 120, pp. 384-389, (2009).
- [24] SC Shen et al., “Rapid fabrication of a micro-ball lens array by extrusion for optical fiber applications”, *Optics Express*, Vol. 17, Issue 15, pp. 13122-13127, jul. 2009.
- [25] Y. C. Lin, S.C. Lin, “Thermally expanded core fiber with high numerical aperture for laser-diode coupling”, *Microwave and Optical Technology letters*, Vol. 48, n°5, May (2006).
- [26] Y.He, F. G. Shi, “ A graded index fiber taper design for laser diode to single mode coupling”, *Optics communications*, vol. 260, pp. 127-130, (2006).
- [27] K. Shiraishi et al, “A lensed fiber for butt coupling between high index contrast waveguides and single-mode fibers”, *Conference on Optical Fiber Communications*, Feb 24-28, San Diego CA, vol 1-8, pp. 19-21, (2008).
- [28] H. M. Yang, “A novel scheme of hyperbolic end micro-lens using the arc technology”, *Optik*, vol. 120, pp-905-9010, (2009).
- [29] H. Kogelnik, “On the propagation of Gaussian Beams of light through lenslike media including those with loss or gain variation”, *Applied Optics*, vol. 4, n° 12, pp. 1562-1569, Dec. 1965.
- [30] L. Xiao, M. S. Demokan, W. Jin, Y. Wang, and C.-L. Zhao, “Fusion Splicing Photonic Crystal Fibers and Conventional Single-Mode Fibers: Microhole Collapse Effect”, *Journal of Lightweve Technology*, Vol. 25, N° 11, pp. 3563-3574, November (2007).

## **Biographies**

**Monique Thual** received the Engineer Degree and the Master Degree from the National Polytechnic Institute of Toulouse in 1986. She obtained a PhD from the Université de Rennes 1, France in 1989. She worked as a research Engineer in France Telecom R&D (Now Orange labs) in the field of optical telecommunication systems until 2000. She is now involved as a Professor at Université de Rennes 1 in researches in the field of micro-lenses on fibres and highly non linear optics in CCLO of UMR CNRS 6082 FOTON which she joined in 2000. She has been an Advisory Board member of Fiber and Integrated Optics since 2005. She obtained the Kingslake Medal and prize from SPIE in 2007.

**Duc Minh Nguyen** was born in Hanoi, Vietnam, in 1986. He received the bachelor degree from Vietnam National University in 2007, in the field of physics science. He is currently a PhD student in FOTON laboratory, ENSSAT, Lannion, France. The subject of his thesis is the characterization and realization of optical nonlinear effects and their applications in optical communication in new fibers or waveguides.

**Sy Dat Le** received the B.E. and M.E. degrees in telecommunications engineering from PTIT, Vietnam in 2003, and Waseda University, Japan, in 2009, respectively. He has been a PhD student in Enssat, France since 2009. His research activities include the areas of the optical fiber transmission systems, and optical signal processing using nonlinear effects in fibers. Particularly, he is now focusing on 160Gb/s all-optical regeneration in telecommunications.

**Thierry Chartier** was born in 1969. He received the Ph. D degree in Physics from the Université de Rennes 1 (France) in 1997. In 1998, he joined the laboratory CORIA of Université de Rouen to study high power fibre lasers. In 2003, he joined the laboratory FOTON, Lannion, France, where his research activities concern nonlinear optics in fibres for telecommunication systems and fibre lasers.

**Philippe Rochard** has been responsible for Hyperfrequency Unit at France Telecom satellite earth station of Bercenay en Othe from 1984 to 1989. He joined France Telecom Research Center in 1989 to work in the field of passive optics. As an engineer, he is in charge of optoelectronic modules assembly since 2000, in the Center Commun Lannionnais d'Optique, UMR CNRS 6082 FOTON at Lannion. He is a member of the French research team who received the 2007 Rudolf Kingslake medal and prize by SPIE for his contribution in "Truncated Gaussian beams through micro-lenses based on a graded index section" work.

**Claire Bastianelli** obtained an engineering degree from the INSA Rennes, France, in 2007. She worked, in Alphanov, Bordeaux, France, in 2008, to realize the technologic transfer of optical equipment for pump-probe measurements using a compact dual-oscillator ultrafast laser system. And in 2009, in CCLO (Centre Commun Lannionnais d'Optique) of UMR CNRS 6082 Foton at Lannion, France, she contributed to the development of process to realize, with a gold electrode, a temperature regulation system for polymer micro-resonator. She currently works to ameliorate the coupling efficiency with the chalcogenide fiber in Foton Laboratory at Lannion, France.

**Johann Troles**, professor at the University of Rennes, was born in 1975. He has obtained his Ph.D degree in Chemistry in 2002 at the University of Rennes. The subject of the thesis was “synthesis and characterization of high non linear chalcogenide glasses for telecommunication and military applications”. In 2003, he joined the Glass and Ceramic team (UMR Sciences Chimiques de Rennes). His research activities include the synthesis and the linear and the nonlinear characterizations of the chalcogenide glasses and fibers. Since 2004, he works on the preparation of pure chalcogenide fibers and more particularly on microstructured fibers for applications in the near and the mid infrared. The applications of such new fibers concern the realization of high power transmission fibers and new infrared sources.

**Quentin Coulombier** obtained his Master degree in 2007 and his PhD from the University de Rennes 1, France, in 2010. His main topic was the fabrication of low loss chalcogenide PCF. He published several papers about the fabrication of chalcogenide PCF and their applications in passive and active optics.

**David Méchin** received his Ph.D. degree from the University of Saint-Etienne in 2001 for his research done at France Telecom R&D and Highwave Optical Technologies on Bragg grating based add-drop multiplexers. He then carried out postdoctoral research at the University of Auckland and Southern Photonics in New-Zealand between 2002 and 2009 on nonlinear optics in fibers. He currently is the program director of PERFOS, a R&D platform developing specialty optical fibers.

**Laurent Brilland** received the Ph D degree in physics in 2000. In the years 1998-2002, he worked on the processing of writing Bragg Gratings on optical fiber at the research department of Highwave Optical Technologies. He developed solutions to produce gain flattening filters. He has joined PERFOS in 2004 where he develops new technical solutions to realize chalcogenide microstructured fibers. He has strong research links with colleagues of the Equipe Verres and Ceramiques from Rennes.

**Thanh Nam Nguyen** was born in Phutho, Vietnam, in 1980. He received the PhD. degree from the University of Rennes 1, France in 2008, in the field of optical communications and physics science. In 2009, he worked as a researcher in a post-doctoral program with FOTON laboratory, ENSSAT, Lannion, France. He is currently a lecturer-researcher at Faculty of Telecommunications, Posts and Telecommunications Institute of Technology, Hanoi, Vietnam. His work involves mainly in optical communications. His research interests are nonlinear characterization in optical fibre, nonlinear applications of fibre in the optical communications, especially in all optical regeneration and simulation optical communications systems.

**Stéphane Blin** received the degree of engineering in optronics and the Diplôme d’Etudes Approfondies in optronics/optical telecommunications from Ecole Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie, Lannion, France, in 2000, the Ph.D. degree in physics from Ecole Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie, Lannion, and the Ph.D. degree in electrical engineering from Université Laval, Québec, QC, Canada, in joint guardianship, in 2003. From 2000 to 2004, he led optical injection experiments using semiconductor or fiber lasers, especially at very low injection levels (fW–pW), providing original metrological methods, e.g., spectral linewidth measurement of highly coherent lasers. He also studied the frequency noise of highly coherent lasers with DiCOS Technol., Québec. From 2004 to 2007, he has been a Postdoctoral Scholar with Edward L. Ginzton Laboratory,

Stanford University, Stanford, CA. His research interests included acoustic fiber sensor arrays and fiber-optic gyroscope using an air-core photonic-bandgap fiber. From 2007 to 2009, he worked as a research scientist at the Foton laboratory (Enssat, University of Rennes 1) on high-peak-power fiber lasers for material processing applications. Since 2009, he joined the Institut d'Électronique du Sud, University of Montpellier 2, as an associate professor. His current research interests are generation, waveguides and detection for THz-frequency waves.

# Demonstration of a Low Loss and Ultra Highly Nonlinear AsSe Suspended-Core Chalcogenide Fiber

D. M. Nguyen<sup>(1,\*)</sup>, S. D. Le<sup>(1)</sup>, L. Brilland<sup>(2)</sup>, Q. Coulombier<sup>(3)</sup>, J. Troles<sup>(3)</sup>, D. Mechin<sup>(2)</sup>, T. Chartier<sup>(1)</sup>, M. Thual<sup>(1,\*)</sup>

<sup>(1)</sup> Université Européenne de Bretagne (UEB), CNRS UMR 6082, laboratoire Foton, <sup>(\*)</sup> Platform CCLO, Enssat, BP 80518, 22305 Lannion cedex, France, [dnguyen@enssat.fr](mailto:dnguyen@enssat.fr)

<sup>(2)</sup> PERFOS, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France.

<sup>(3)</sup> Equipe Verres et Céramiques, UMR-CNRS 6226, Université de Rennes 1, 35000 Rennes, France.

**Abstract** We report a suspended-core chalcogenide fiber with a record Kerr nonlinearity of  $31\,300\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and an attenuation of  $4.6\text{ dB/m}$ . The dispersion, the effective area and the number of modes propagating in the fiber are investigated.

## Introduction

Nonlinear effects in optical fibers are utilised in transmission systems to realize all-optical signal-processing functions such as data regeneration, wavelength conversion or time-division demultiplexing. Realization of these functions requires a large value of the third-order Kerr nonlinear coefficient  $\gamma$  which depends on the nonlinear refractive index  $n_2$  of the material and the effective area of the fiber. Among nonlinear materials, chalcogenide glasses are very attractive, either due to the high transparency in the infrared region or to the high nonlinearity which is from 100 times to 1000 times greater than fused silica. Moreover, photonic crystal fiber structures offer many advantages such as low loss and small effective area. Chalcogenide photonic crystal fibers therefore continue to be current issues<sup>1-4</sup>.

## State of the art

The first chalcogenide photonic crystal fiber was fabricated in 2000 by T. M. Monro<sup>1</sup> with the glass GaLaS. In 2006, demonstration of light guiding was achieved in a multimode GeSbSGa chalcogenide photonic crystal fiber by J. Le Person<sup>2</sup> and the ability of monomode guiding in the same chalcogenide glass was demonstrated by L. Brilland<sup>3</sup> in 2006 with significant improvement in the fabrication process. More recently, nonlinear characterisations in a AsSe photonic crystal fiber<sup>4</sup> have demonstrated a nonlinear coefficient  $\gamma$  which is up to  $2\,000\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . The self-phase modulation effect is also first observed in this kind of fiber<sup>4</sup>. In 2009, an ultra-highly nonlinear AsSe photonic crystal fiber with a structure of 3-hexagonal-rings was presented<sup>5</sup>. The nonlinear coefficient  $\gamma$  was  $15\,000\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  with an effective area of  $2.9\text{ }\mu\text{m}^2$ . However, the attenuation loss was high ( $15\text{ dB/m}$ ), due to many disadvantages of the “stack-and-draw” fabrication method. An alternative

fabrication technique to create suspended-core containing three holes around a solid core allows to overcome the problems of the “stack-and-draw” technique and thus reduce the attenuation loss<sup>6</sup>. A combination between AsSe chalcogenide glass and suspended-core structure seems to be the solution.

In this paper, we present the characterization of a AsSe suspended-core photonic crystal fiber. The fiber is demonstrated to have a new record of the nonlinear coefficient of  $31\,300\text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  with attenuation loss of  $4.6\text{ dB/m}$ . The guiding quality in the fiber is also investigated.

## Suspended-core AsSe photonic crystal fiber

The fiber fabrication method is based on a casting glass<sup>7</sup>. A high purity AsSe glass is heated around  $450^\circ\text{C}$  and flowed in a silica mould made of silica capillaries. These ones are then removed at ambient temperature by applying a hydrofluoric solution. This new method enables to reduce significantly the losses of chalcogenide photonic crystal fiber. The chalcogenide fiber realized then has a suspended-core structure which contains 3 holes around a solid core. The external diameter is  $235\text{ }\mu\text{m}$  and the core diameter is  $2\text{ }\mu\text{m}$ . The cross section of the fiber is shown in Fig. 1.

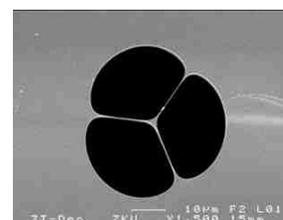


Fig. 1: AsSe suspended-core fiber.

## Fiber characterization

(a) Effective area measurement

Near field images of the intensity at the output of the fiber is recorded on a camera using a large numerical aperture microscope objective. This process is necessary to guarantee a good injection of the laser signal into the fiber core. A good coupling between the standard single-mode fiber (SMF) and the chalcogenide fiber is obtained when the near field image is a perfect round point as shown in Fig. 2.



Fig. 2: Near field of the chalcogenide fiber.

Since the fiber core diameter is small (around  $2 \mu\text{m}$ ), a far field method is required to measure the effective area and the mode diameter of the beam. A standard multimode fiber is rotated around the chalcogenide fiber at a fixed long distance from the fiber output. Angles are swept from  $-80^\circ$  to  $+80^\circ$  to record the output intensity as a function of the rotation angle. Fig. 3 presents the far field distribution of the fiber. The effective area is then calculated by using the inverse Hankel method to transform the far field data to the near field data. From this measurement, the effective area of the chalcogenide fiber is found to be  $1.7 \pm 0.1 \mu\text{m}^2$  which is one of the smallest values reported in a chalcogenide photonic crystal fiber.

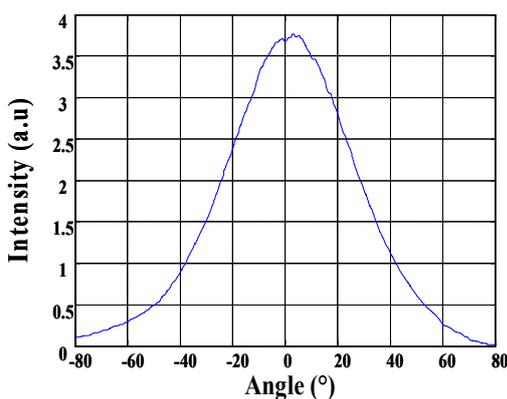


Fig. 3: Far field distribution as a function of the rotation angle.

#### (b) Attenuation loss

The fiber attenuation loss is measured at the wavelength of  $1550 \text{ nm}$  by using the cutback method. The output powers are measured with different lengths of the fiber while the coupling

condition at the input end of the fiber is fixed. The fiber attenuation is then calculated using the linear fit of the data as shown in Fig. 4. In our measurement, the fiber loss is found to be  $4.6 \text{ dB/m}$ . It is a large improvement compared to the loss of the previous AsSe fiber<sup>5</sup> ( $15 \text{ dB/m}$ ). The coupling loss is estimated around  $7 \text{ dB}$ . The large coupling loss is principally due to the mismatch between the input mode and the fiber mode.

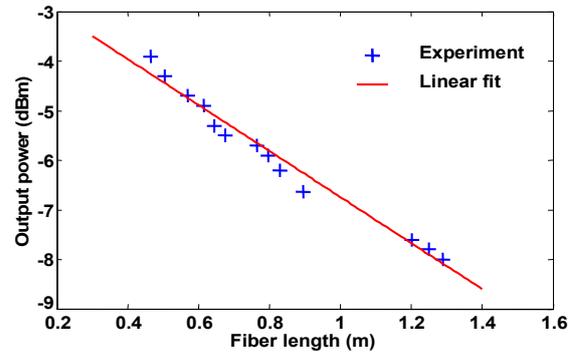


Fig. 4: Loss measurement using the cutback method.

#### (c) Nonlinear coefficient and dispersion measurement

The spectral broadening of an optical pulse propagating in the fiber is due to combined effects of the self-phase modulation (SPM) and the group velocity dispersion (GVD). The nonlinear coefficient  $\gamma$  and the dispersion  $D$  can thus be measured by comparing experimental and simulated broadened spectra. The experimental setup is shown in Fig. 5.

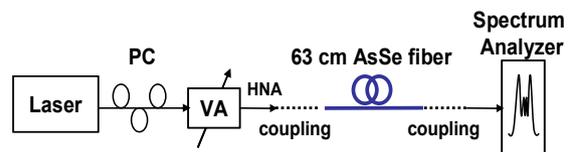
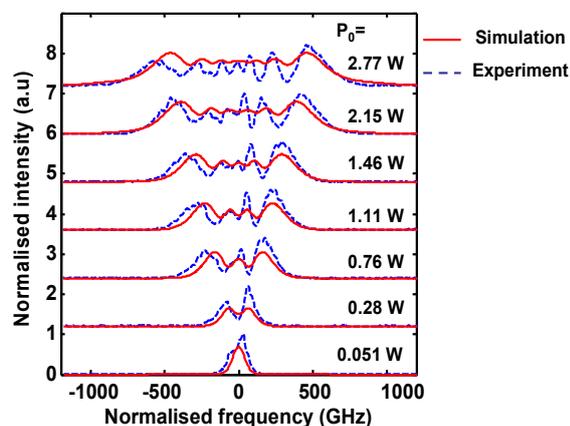


Fig. 5: Experimental setup for the SPM effect. VA: variable attenuator. PC: polarization controller.

The incident field is a Gaussian pulse of  $6 \text{ ps}$  produced by a commercially available mode-locked erbium-doped fiber laser operating at  $1550 \text{ nm}$ . The repetition rate is  $19.3 \text{ MHz}$ . The AsSe fiber length is  $63 \text{ cm}$ . A high numerical aperture fiber (HNA) with a mode diameter of  $3.2 \mu\text{m}$  is used to inject pulses into the AsSe fiber. A good agreement between simulated and experimental broadened spectra is obtained with  $\gamma = 31 \text{ 300 W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and  $D = -1 \text{ 800 ps/nm/km}$  (Fig. 6). This is, to the best of our knowledge, the highest nonlinear coefficient reported for a non-tapered optical fiber. Values of  $\gamma$  of recent chalcogenide photonic crystal fibers are summarized in table 2.

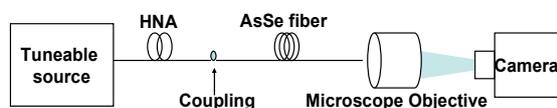
**Tab. 2:** Characteristic of the latest chalcogenide photonic crystal fibers<sup>1-4</sup>

Fiber glass	Nonlinear coefficient $\gamma$ ( $W^{-1}km^{-1}$ )	Attenuation loss (dB/m)	Mode guiding	Year
GeSbSGa	120	>20	Multimode	2006
GeSbS	500	5	Monomode	2008
AsSe	2000	10	Monomode	2008
AsSe	15000	15	Monomode	2009

**Fig. 6:** Broadened spectra due to SPM.  $P_0$ : peak power.

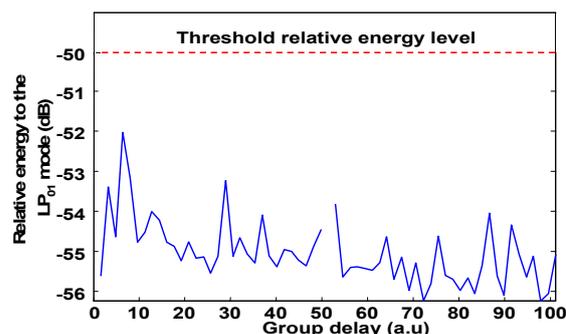
### Fibers modes

The number of modes propagating in the suspended-core fiber is investigated by using the modal analysis method proposed by S. Blin et al.<sup>8</sup>. The method is based on the analysis of the interference pattern due to the superposition of the different modes propagating in the fiber. The setup is shown in Fig. 7. A tuneable laser source is injected in the AsSe photonic crystal fiber. The wavelength of the laser is swept from 1540 nm to 1550.24 nm with 1024 steps. For each wavelength, the near field at the output end of the fiber is magnified by a 80x microscope objective and recorded on a camera.

**Fig. 7:** Experiment setup for the modal analysis method.

The evolution of the intensity on each pixel of the camera as a function of the wavelength is analysed. If a beating occurs, this means that several modes interfere. The number of modes is extracted by investigating the peaks of the Fourier transform of the spectral intensity as shown in Fig. 8. In this figure, the power is normalized relatively to the power in the  $LP_{01}$  mode. Since there is no peak with a relative

power above -50 dB, according to the principle of the method, the fiber can be considered to be monomode.

**Fig. 8:** Experiment setup for the modal analysis method.

### Conclusion

We have reported the characterization of an AsSe suspended-core fiber. The nonlinear coefficient is measured to be  $31\,300\,W^{-1}km^{-1}$  which is, for the best of our knowledge, the highest value reported for a non-taperized nonlinear fiber. The attenuation loss is 4.6 dB/m. This is a large improvement comparing to the loss of 15 dB/m of the previous AsSe fiber<sup>5</sup>. The fiber is also verified to be single mode. With its ultra high nonlinearity and relatively low attenuation loss, the fiber offers a strong potential for many nonlinear applications.

### References

- 1 T.M. Monro *et al.*, Electron Lett. **36**, 1998 (2000).
- 2 J. Le Person *et al.*, Mat. Research Bulletin **41**, 1303 (2006).
- 3 L. Brilland *et al.*, Opt. Express **14**, 1284 (2006).
- 4 J. Fatome *et al.*, J. Light. Technol. **27**, 1707 (2009).
- 5 T. N. Nguyen *et al.*, Proc. ECOC'09, Paper 10.1.2 (2009).
- 6 M. El-Amaraoui *et al.*, Opt. Express. **18**, 4547 (2010).
- 7 Q. Coulombier *et al.*, Opt. Express **18**, (2010).
- 8 S. Blin *et al.*, Proc. ECOC'09, Paper P1. 16 (2009).

## Scalar product technique in modal decomposition for multimode fibers

D. M. Nguyen<sup>a, b</sup>, T. N. Nguyen<sup>c</sup>, S. Blin<sup>d</sup>, M. Thual<sup>\*a, b</sup>, T. Chartier<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Université Européenne de Bretagne (UEB), laboratoire Foton, CNRS UMR 6082

<sup>b</sup>Plateforme CCLO – FOTON, Enssat, BP 80518, 22305 Lannion cedex, France

<sup>c</sup>Faculty of Telecommunications, PTIT, km-10 Nguyen Trai str., Hanoi, Vietnam

<sup>d</sup>Institut d'Électronique du Sud, UMR 5214 CNRS, Université de Montpellier II, 34095 Montpellier Cedex 5, France

### ABSTRACT

Both theoretical and experimental analysis of a new efficient method to measure the number and type of modes propagating in optical fibers are presented. This consists in measuring the intensity of the near field image at the end of a fiber while scanning the wavelength with a laser source signal. Modes are extracted from Fourier transformation of the spectral data at each point  $(x,y)$  of the images. A novel technique which is referred to as scalar product technique is implemented in order to reconfirm real modes and exclude spurious modes. The technique is based on the orthogonality of different modes. A standard multimode fiber has been measured to verify the technique. Three real modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  and  $LP_{02}$  are discovered and reconfirmed by the orthogonality with the minimum values of the scalar products. One spurious mode, which comes from the dependence of the power of the laser source on the wavelength, is thus excluded as it is not orthogonal either to the  $LP_{11}$  mode or the  $LP_{02}$  mode.

**Keywords:** Scalar product, multimode fibers, modal analysis.

### 1. INTRODUCTION

The advent of multimode fibers such as large-mode-area (LMA) photonic-crystal fibers<sup>1</sup> allows a broad range of applications and new possibilities in data communication, high-power fiber lasers or sensors<sup>2</sup>. In data communication, multimode fibers are useful for the flexibility, reliability and cost effectiveness in local area networks (LANs), storage area networks (SANs), central offices and data centers. In high-power lasers, multimode fibers are necessary to reduce nonlinear effects due to their large-mode-areas. For sensing applications, multimode fibers are preferred for utilizing modal interference as well as for their wide evanescent field which is used to effectively detect chemicals outside the fiber. However, the increasing numbers of higher-order-modes (HOMs) can degrade the output beam quality and leads to inter-modal dispersion which strongly limits the maximum data rate in long-distance telecommunication. On the other hand, the recent development of ultra-high nonlinear fibers<sup>3</sup> offers many applications in optical transmission systems such as data regeneration or time-division demultiplexing<sup>4</sup>. Nevertheless, single-mode propagation is not guaranteed in some cases, either due to fiber design or imperfections in the fabrication process. Modal analysis of optical fibers, therefore continues to be a current issue<sup>7-9</sup>.

Several techniques have been proposed to identify the existing modes as well as the modal power distribution. A side-polished coupler technique<sup>5</sup> with the addition of a holographic element<sup>6</sup> was used to perform imaging of the modes and measure their relative power levels but this requires an accurate polishing of the fiber cladding. The method published by Shapira et al.<sup>7</sup> also provides the power distribution within the eigen mode basis. It determines experimentally the mode profiles using an algorithm based on the observation of near field and far field images at the waveguide output. The disadvantages however are the complexity of the algorithm and the acquisition of near-field and far-field images. A more direct measurement of the HOM was made by using a bulk-optic Fabry-Perot resonator but careful alignment of the bulk optics and a relatively large fraction of power ( $>3\%$ ) in the HOM are necessary<sup>8</sup>. Recently, a new method has been introduced by Nicholson et al.<sup>9,10</sup>, namely the  $S^2$  imaging, for spatially and spectrally resolved imaging of mode content in fibers. It is based on interference between two modes due to different group velocities of

\*monique.thual@univ-rennes1.fr; phone: +33 (0) 2 96 46 91 24.

eigen modes. Not only can the types of modes and their power distribution be quantified, but the measured data can also be analyzed to provide the level of beam steering caused by a change in the relative phases between the modes. However, the spatial solution is limited by diffraction limits and only LMA fibers can be characterized. The measurement is also time consuming due to the two-dimensional scanning. Finally, S. Blin et al.<sup>11</sup> has proposed an exciting technique which is an alternative solution to the  $S^2$  imaging technique, based on the use of a tuneable laser source instead of a broadband source. It is simple, rapid and suitable to any optical fiber core size and not limited to LMA fibers. Because the technique is interferometrically based, it is not only sensitive to small fractions of power contained in HOMs but also very sensitive to noises caused by the distributed scattering of the fundamental mode or laser source power instabilities which leads to the appearance of spurious modes and errors of the measurement.

In this paper, we report a novel and effective technique in modal decomposition which is referred to as scalar product technique. The technique, which is an improvement of the method proposed by S. Blin<sup>11</sup> is based on the orthogonality of different modes to exclude spurious modes and reconfirm real modes. Accuracy of the measurement is therefore improved.

The paper is organized as follows. Section 2 reviews the  $S^2$  imaging-based method published by S. Blin<sup>11</sup> and the problem associated with it. Section 3 describes the principle of the new procedure with the scalar product technique. A comparison between the new technique and the previous technique is included.

## 2. $S^2$ IMAGING-BASED-METHOD

### 2.1 Principle of the method

Measurement based on interference effects is well known in optical systems, either due to its sensitivity or its accuracy. In the case of multimode fibers, multi-path interference (MPI) which is caused by the group velocity delay between different modes is utilized to characterize HOMs propagating in the fibers.  $S^2$  imaging method is thus based on a spectral interference pattern in a broadband source propagating through the fiber as well as a distinct spatial interference pattern between the high-order mode and the fundamental mode<sup>9</sup>. If  $L$  is the fiber length,  $\lambda$  the wavelength,  $\Delta v_g$  the group velocity delay,  $\Delta n_g$  the group index difference and the multimode fiber supports propagation of two transverse modes, each eigen-mode propagates with its own group velocity  $v_g$ , the phase-shift  $\Delta\phi$  between the two modes at the fiber output is  $\Delta\phi = 2\pi \Delta n_g L / \lambda$  and the corresponding time period  $\tau_B$  of the beat frequency is  $\tau_B \approx L \Delta v_g / v_g^2$ . We assume that the intensity of two modes in frequency domain are related by a constant  $\alpha(x, y)$  such that

$$I_2(x, y, \omega) = \alpha^2(x, y) I_1(x, y, \omega), \quad (1)$$

one would observe interference at every position  $(x, y)$  of the fiber output whose period is  $\Delta\lambda = \lambda^2 / (\Delta n_g L)$  and the spectral intensity is<sup>9</sup>

$$I(x, y, \omega) = I_1(x, y, \omega) \left[ 1 + \alpha^2(x, y) + 2\alpha(x, y) \cos(\tau_B \omega) \right]. \quad (2)$$

Information of the time period and group delay is retrieved by using the Fourier transform of the spectral intensity  $I(x, y, \omega)$ . The parameter  $\alpha(x, y)$  is then calculated as following<sup>9</sup>

$$\alpha(x, y) = \frac{1 - \sqrt{1 - 4f^2(x, y)}}{2f(x, y)}, \quad (3)$$

where  $f(x, y)$  is the ratio between amplitude of the Fourier transform of the spectral intensity at the chosen group velocity delay and the amplitude at group delay zero. The total MPI which is defined as the relative optical power between HOMs and the fundamental mode then is given by<sup>9</sup>

$$MPI = 10 \log \left[ \frac{\iint I_2(x, y) dx dy}{\iint I_1(x, y) dx dy} \right], \quad (4)$$

where  $I_1(x, y)$ ,  $I_2(x, y)$  are respectively the integrated optical spectrum of the fundamental mode and the higher order mode which can be calculated from Eq. 2 and Eq. 3.

The  $S^2$  imaging-based-method proposed by S. Blin et al<sup>11</sup> uses a tuneable laser source instead of a broadband source used in the standard  $S^2$  imaging. The magnified near field image is recorded by simply using a microscope objective and only one dimension (the wavelength) is necessary to be scanned as shown in Fig. 1. The characterization is therefore much faster.

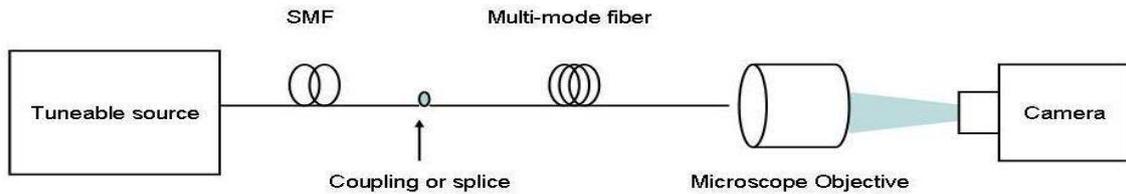


Fig. 1. Experimental setup for the  $S^2$  imaging-based-method. SMF: single mode fiber.

### 2.2 Experimental demonstration and problem of the method

To illustrate the method, we use a 0.5 m length of standard stepped-index multimode fiber as a test fiber. The core diameter is 12  $\mu\text{m}$  and the core/cladding index difference is about  $9.8 \cdot 10^{-3}$ . Four modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  and  $LP_{21}$  should be discovered in the fiber.

The experiment setup can be seen in Fig.1. The tuneable source is a commercial C-band external-cavity laser. The fiber under test is coupled to a standard single-mode fiber whose mode-field diameter is about 10.4  $\mu\text{m}$ . Near-field images at the fiber output are magnified by an 80 times microscope objective. A camera which returns an 8-bit 200x200-points image is then used to record the images. The laser wavelength is swept from 1540 nm to 1550.24 nm with 1024 steps. At each wavelength, a set of data of the spatial intensity at every point  $(x,y)$  on the camera is received. Therefore, as the experimental data acquisition is finished, output intensities at every point  $(x,y)$  of the near-field image at different wavelengths are known. Spectral intensity due to interference between different modes is then retrieved as can be seen in Fig. 2.

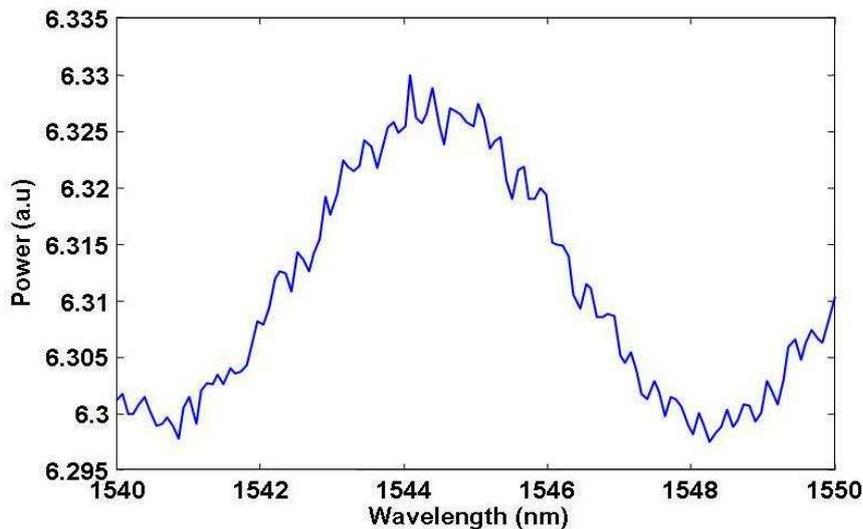


Fig. 2. Optical spectrum of the near-field image at an arbitrary  $(x, y)$ .

By investigating peaks of the Fourier transformation (Fig. 3) of the measured optical spectrum and using the simple algorithm as in Eqs.1-4, all the existing modes propagating in the multimode fiber are extracted as shown in Fig. 4. These modes agree well with the theory in which the modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  are discovered. The  $LP_{21}$  was not observed due to coupling between fiber modes during the propagation when the fiber is straight. The mode corresponding to the third peak in the Fourier transform curve (Fig. 3) at the group delay of 8.36 ps/m may not be a real mode because its intensity distribution is very similar to the one of the fundamental mode.

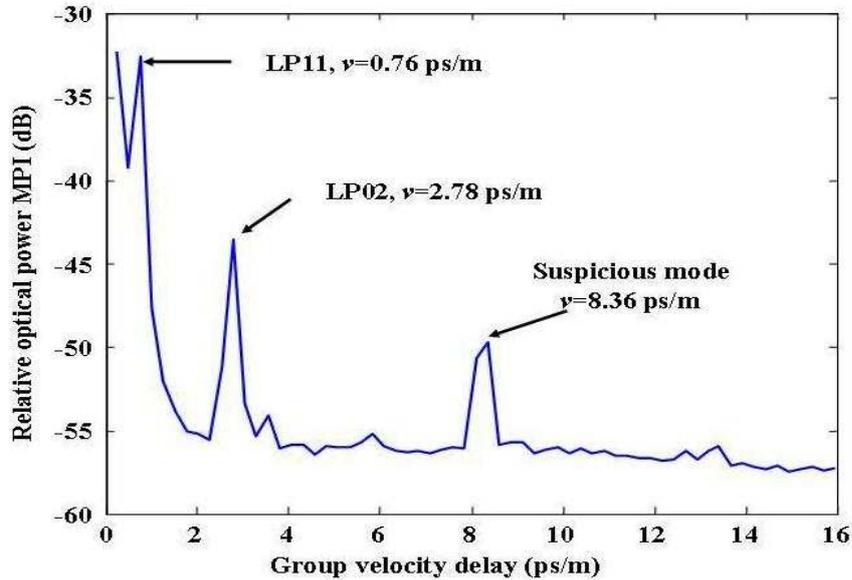


Fig. 3. Multiple beat frequencies in the Fourier transform of the optical spectrum.

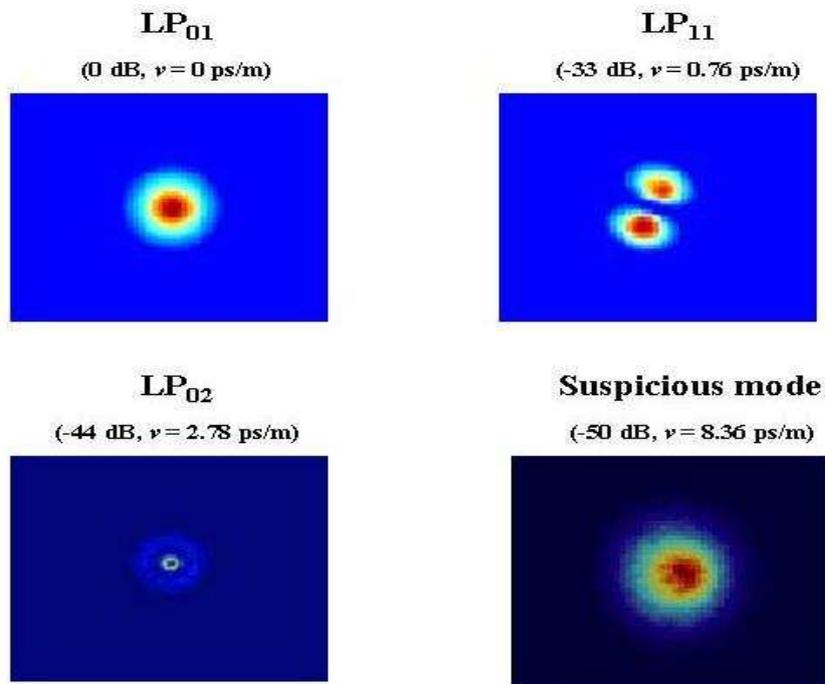


Fig. 4. Measured modes in the multimode fibers ( $v$  is the group velocity delay).

According to the principle, each mode is corresponded to only one peak of the Fourier transformation curve. However, it does not happen in some cases such as for the LP<sub>11</sub> mode of the large mode area fiber (LMA) used in Ref. 10. HOMs are excited not only when the laser is injected into the LMA fiber, but also during the propagation through the fiber due to the discrete scattering. HOMs that are scattered through distributed process at some point further into the fiber will experience a group velocity delay that is less than the value at the beginning of the fiber. Consequently, instead of having one sharp peak in the beat frequency graph for each HOM, distributed scattering can lead to an asymmetric broadening and creates a broad plateau of HOMs beat note. The way to choose a peak in a broad plateau becomes an obstacle.

Another problem is that peaks of the Fourier transformation curve reflect all phenomena causing interference at the output spectra which includes interference due to the difference between group velocity of eigen-modes and interference due to other causes such as modulation in the output spectrum. This leads some peaks corresponding to spurious modes but not real modes. The problem occurs in our experiment with the suspicious mode corresponding to the third peak at group velocity delay of 8.36 ps/m does not look like images of any typical HOMs but the fundamental mode. The appearance of this suspicious mode will be discussed in the last section.

### 3. SCALAR PRODUCT TECHNIQUE

#### 3.1 Principle

In this section, we overcome the above problems by proposing a new efficient technique which is referred as the scalar product technique. The principle is based on the orthogonality between different modes propagating in the optical fiber.

Let's  $E_1$ ,  $E_2$  be field amplitudes of two modes propagating in the multimode fiber which are related by a constant  $\alpha(x, y)$  and a relative phase  $\varphi(x, y)$  such that

$$E_2(x, y) = E_1(x, y)\alpha(x, y)e^{i\varphi(x, y)}. \quad (5)$$

The corresponding intensities  $I_1(x, y)$ ,  $I_2(x, y)$  can be written as

$$I_1(x, y) = |E_1(x, y)|^2, \quad (6)$$

$$I_2(x, y) = E_2(x, y)E_2(x, y)^* = |E_1(x, y)|^2 \alpha^2(x, y). \quad (7)$$

In theory, if the optical fiber is well weakly guiding (the refractive index of the core is nearly similar to the clad), different modes propagating in the fiber are orthogonal<sup>12</sup>. Therefore, field amplitudes of two modes  $E_1$ ,  $E_2$  must obey the following equation

$$\int E_1(x, y)E_2(x, y)^* = 0. \quad (8)$$

On the other hand, since from Eq. 6 and Eq. 7, we have the relation

$$\int E_1(x, y)E_2(x, y)^* = \int (I_1(x, y)I_2(x, y))^{1/2} e^{-i\varphi(x, y)}, \quad (9)$$

the final expression for the scalar product  $S$  is obtained

$$S = \int (I_1 I_2)^{1/2} e^{-i\varphi} = 0. \quad (10)$$

All parameters in the scalar product expression (Eq. 10) can be determined from the Fourier analysis of the optical spectrum. Intensities  $I_1$ ,  $I_2$  are calculated by using algorithm as in Eqs.1-4. The relative phase  $\varphi$  is retrieved by a Fourier analysis process presented by Nicholson et al.<sup>10</sup> which is based on the role of the relative phase on the interference of the wavelength. It means that the relative phase  $\varphi$  can be simply obtained by monitoring the phase component of the Fourier transform of the optical spectra as a function of position at a group delay corresponding to a given mode.

Problems of the  $S^2$  imaging-based-method can be solved by using the relation in Eq. 10. It is used as a criterion to choose an appropriate peak in the scattering plateau of the beat note, reconfirm real modes and exclude spurious modes. However, the scalar product value between different modes is only equal to zero when the fiber is well weakly guiding. In reality, the scalar product is not exactly equal to zero, either due to noise and resolution of the measurement or the condition of weakly guiding is not satisfied. Thus, instead of being zero, a new criterion is chosen so that the value of the scalar product between two different modes is minimum in the neighbouring region.

Fig. 5 presents simulated results for the scalar product and the Fourier transformation of the optical spectrum between the higher-order modes and the fundamental mode propagating in the fiber. The fiber in simulation has only two modes which are the  $LP_{01}$  and the  $LP_{11}$ . The criterion for scalar product between different modes is well agreed. The group delay position corresponding to the maximum peak of the Fourier transform amplitude is the same as the one corresponding to the minimum of the scalar product curve.

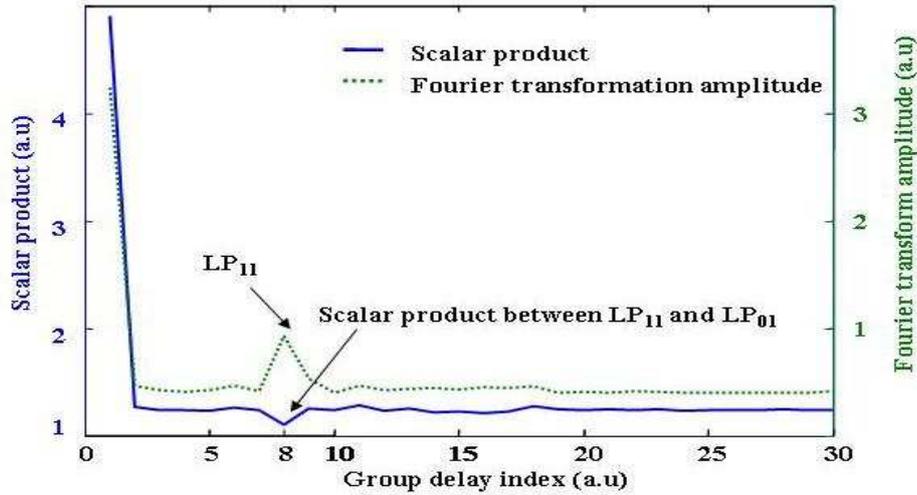


Fig. 5. Simulation results for scalar product and Fourier transform amplitude as a function of group delay when the fiber has two modes  $LP_{01}$  and  $LP_{11}$

### 3.2 Experimental demonstration

In section 2, three modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  and a suspicious mode have been found in the multimode fiber by using the  $S^2$  imaging-based method. For a demonstration, the scalar product technique is now applied to the measurement to reconfirm real modes and investigate the suspicious mode. The same process used by Nicholson<sup>9,10</sup> is used to extract the relative phase images. Fig.6 is an example of the extracted phase images of the  $LP_{11}$  and the  $LP_{02}$ . The images are the same as in the simulation in which the phases clearly change by  $\pi$  at different positions corresponding to the maxima and minima in the interference.

Each group delay position in the Fourier transform curve (Fig. 3) corresponds to an intensity distribution of an 'individual mode'. This individual mode can be a real mode or not. By choosing  $I_1$  in Eq.10 as the  $LP_{01}$  and  $I_2$  as the remaining individual modes, the scalar product between HOMs and the fundamental mode  $LP_{01}$  as a function of group velocity delay is then implemented in Fig. 7a. A real mode must satisfy two conditions: The group velocity delay corresponds to the maximum peak in the Fourier transform curve (Fig. 3) and also corresponds to the minimum scalar product  $S$  in the neighbouring group delay region. The same procedure to verify the orthogonality with the  $LP_{11}$  mode or the  $LP_{02}$  mode is made by choosing  $I_1$  in Eq.11 as the  $LP_{11}$  or the  $LP_{02}$  and  $I_2$  as the remaining. Scalar product curves with the  $LP_{11}$  and the  $LP_{02}$  are plotted in Fig. 7b and Fig. 7c respectively. The difference of the criterion to identify real modes is that in the scalar product between the  $LP_{11}$  (the  $LP_{02}$ ) and the remaining, the peak corresponding to the  $LP_{11}$  (the  $LP_{02}$ ) must be the maximum peak. Group velocity delay of 0.76 ps/m for the  $LP_{11}$  (Fig. 3) corresponds to the minimum value in the scalar product with the  $LP_{01}$  (Fig. 7a) and with the  $LP_{02}$  (Fig. 7c). It also corresponds to the maximum peak in the scalar product with the  $LP_{11}$  (Fig. 7b). Scalar product at group delay of 2.78 ps/m for the  $LP_{02}$  is minimum in the scalar product curve with the  $LP_{01}$  or the  $LP_{11}$  and maximum in the scalar product with itself.

Consequently, three modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  and  $LP_{02}$  discovered in the test fiber are mutually orthogonal and can be concluded as real modes.

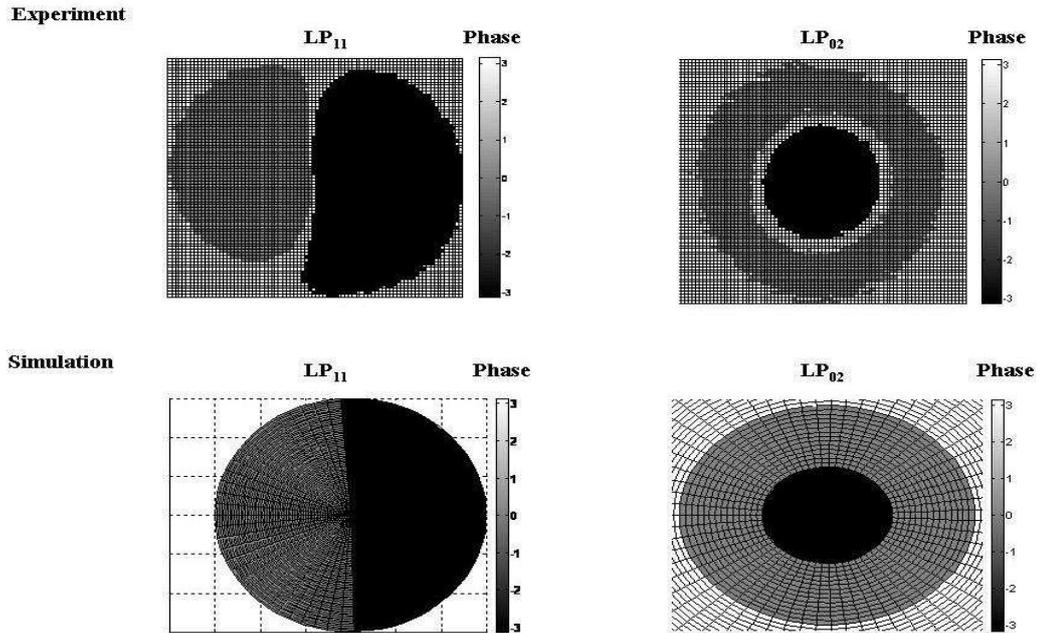


Fig. 6. Simulated and experimental phase images of the  $LP_{11}$  and the  $LP_{02}$  at the output of the fiber.

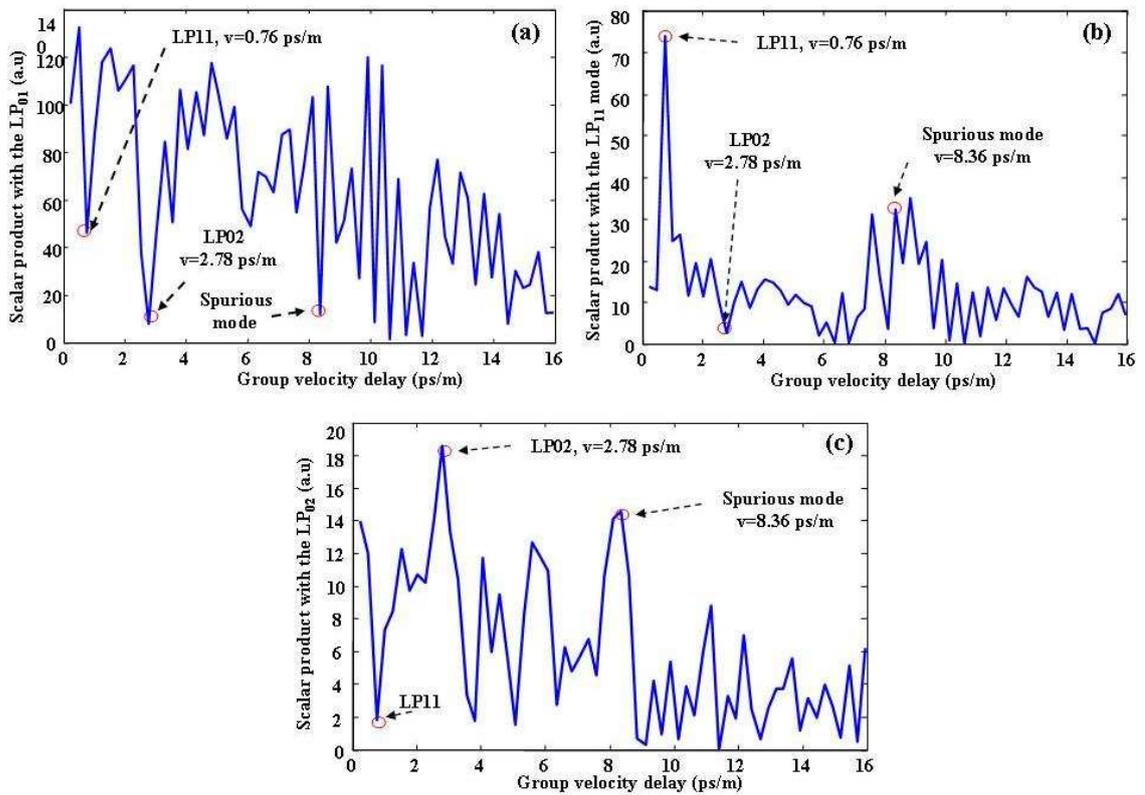


Fig. 7. Scalar product with the  $LP_{01}$  (a), the  $LP_{11}$  (b) and the  $LP_{02}$  (c).

For the suspicious mode, the scalar product with the LP<sub>01</sub> (at group delay of 8.36 ps/m) is minimum (Fig. 7a) but that with the LP<sub>11</sub> (Fig. 7b) and the LP<sub>02</sub> (Fig. 7c) is maximum. This mode is thus orthogonal with the LP<sub>01</sub> but not with the LP<sub>11</sub> and the LP<sub>02</sub>. From the principle of the technique, the suspicious mode is a spurious mode but not a real mode.

The reason causing interference in the spurious mode does not come from the intrinsic properties of the fiber. To give a more proof of the technique, an effort to find out the origin of the spurious mode is performed. Since the Fourier transformation of the optical spectrum reflects all phenomena causing interference between wavelengths, it also contains information about the unstableness of the source. By investigating the power of the laser source as in Fig. 8, the source is found a little unstable. The intensity is changed periodically with the wavelength period  $\Delta\lambda$  of 3.8 nm. Let's  $\lambda_1, \lambda_2$  are respectively the beginning and ending points of the wavelength period, the frequency period is then  $T_f = c(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)$  where  $c$  is the light velocity. Amplitude  $E(f)$  and the intensity  $I(f)$  of the source can be presented with the exponential form

$$E(f) = A \exp(iwf), \tag{12}$$

$$I(f) = A^2 \exp(2iwf), \tag{13}$$

where  $A$  is a constant and  $w = 2\pi/T_f$ .

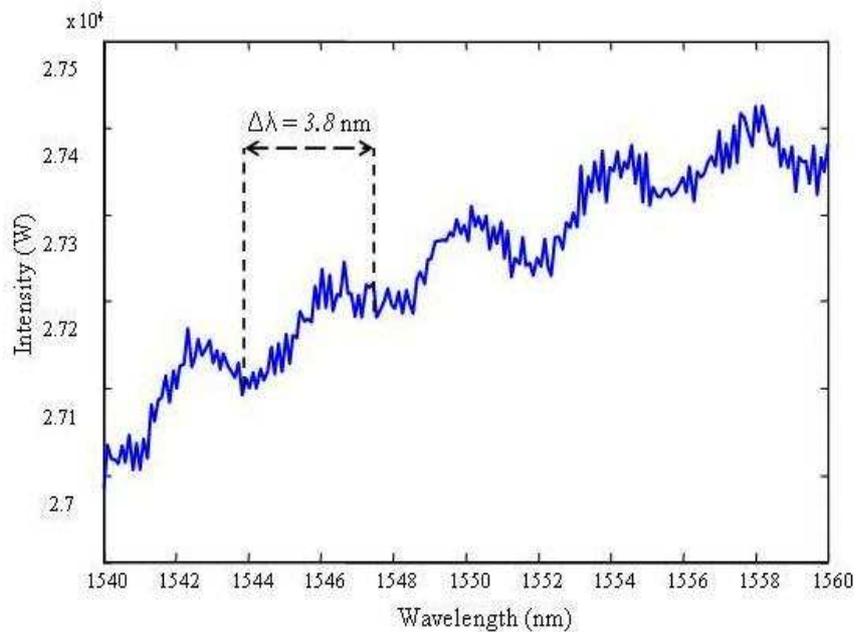


Fig. 8. Dependence of the intensity of the laser source on the wavelength.

The Fourier transformation of the frequency-dependant intensity (Eq. 13) is expressed as following

$$\begin{aligned} I(t) &= \int I(f) \exp(-i2\pi ft) df = A^2 \int \exp[i(2w - 2\pi)f] df \\ &= \text{const} + \frac{iA^2}{2w - 2\pi} * \text{identified value}. \end{aligned} \tag{14}$$

From Eq. 14, it is clear that a periodic frequency change of the intensity of the source leads to a maximum peak in the Fourier time domain when the denominator  $(2w - 2\pi)$  is equal to zero. It means, if  $\Delta t$  is the corresponding time delay, we have the relation

$$2\pi \Delta t = 2w = 2 * \frac{2\pi}{T_f} = \frac{4\pi}{c(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2})} \equiv \frac{4\pi\lambda^2}{c\Delta\lambda}, \quad (15)$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda = \frac{2\lambda^2}{c\Delta t}. \quad (16)$$

Notice that the group velocity delay expressed in Fig. 3 is taken into account the length  $L$  of the fiber. The corresponding time delays are calculated by multiplying all of them to  $L$ . For the spurious mode whose group delay is 8.358 ps/m (Fig. 3), because its origin does not come from the intrinsic properties of the multimode fiber, the concept of group velocity delay does not have physical meaning. The time delay value, that is  $\Delta t = 8.358L = 4.179$  (ps), is then used to calculate with this mode. Substituting it to the Eq. 16 with the wavelength of 1550 nm, we have the value of  $\Delta\lambda$  of 3.8 nm which is the same as the wavelength period of the laser source (Fig. 8). This explains for the appearance of the spurious mode and also supports a proof for the scalar product technique.

In summary, by using the scalar product technique, we can discover the spurious mode and have better choices for the maximum Fourier peaks of the real modes. The scalar product technique with the new orthogonality criterion has been proved both in simulation and experiment. The restriction of the technique is that the number of higher order modes must not be too much. The more the number of modes propagating in the fiber increases, the more difficult to extract phase images due to the noise of the experiment. The accuracy of the technique is then not guaranteed.

#### 4. CONCLUSION

We have presented a method to exclude spurious modes, reconfirm real modes and thus improve the accuracy for the modal decomposition. This method relies on the orthogonality between different modes propagating in the few-mode fibers. A new criterion for the orthogonality in which the spatial scalar product values between real modes are minima instead of zero has been proposed for the practice. It was validated with a standard step-index fiber, both in simulation and in experiment. Orthogonality of the real modes propagating in the fiber is verified and the spurious mode is discovered.

#### ACKNOWLEDGEMENT

This research is supported by the "Ministère de la recherche française, la région Bretagne, le département des Côtes d'Armor, l'agglomération Lannion-Trégor et le Feder".

#### REFERENCES

1. Russell, P. St. J., "Photonic-Crystal Fibers", *J. Lightwave Technol.* 24(12), 4729-4749 (2006).
2. Zhiwei, S., Huan, Z., Yang, L., Yanhua, Z., "Application of multimode fiber optical sensor in optical tomography technology", *Optics and Lasers in Engineering*, 43(10), 1159-1166 (2005).
3. Nguyen, T. N., Chartier, T., Coulombier, Q., Houizot, P., Brilland, L., Smektala, F., Troles, J., Fortier, C., Fatome, J. and Thual, M., "Ultra Highly Nonlinear AsSe Chalcogenide Holey Fiber for Nonlinear Applications", *Proc. ECOC, Paper.10. 1. 2* (2009).
4. Pelusi, M. D., Ta'eed, V. G., Lamont, M. R. E., Madden, S., Choi, D.-Y., Luther-Davies, B. and Eggleton, B. J., "Ultra-high nonlinear  $As_2 S_3$  planar waveguide for 160-Gb/s optical time-division demultiplexing by four-wave mixing", *IEEE Phot. Tech. Letters*, 19 (19), 1496-1498 (2007).
5. Szczepanek, P. S. and Berthold, J. W., "Side launch excitation of selected modes in graded-index optical fibers", *Appl. Opt.*, 17(20), 3245-3247 (1978).
6. Shaklan, S., "Selective mode injection and observation for few-mode fiber optics", *Appl. Opt.*, 30(30), 4379-4383 (1991).
7. Shapira, O., Abouraddy, A. F., Joannopoulos, J. D. and Fink, Y., "Complete modal decomposition for optical waveguides", *Phys. Rev. Lett.*, 94, 143902-143905 (2005).

8. Andermahr, N., Theeg, T., and Fallnich, C., "Novel approach for polarization-sensitive characterization of transversal modes in few-mode optical fibers", *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, 91, 353–357 (2008).
9. Nicholson, J. W., Yablon, A. D., Ramachandran, S. and Ghalimi, S., "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode area fibers", *Opt. Exp.*, 16, 7233–7243 (2008).
10. Nicholson, J. W., Yablon, A. D., Fini, J. M., Mermelstein, M. D., "Measuring the modal content of large-mode-area fibers", *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 15(1), 61-70 (2009).
11. Blin, S., Nguyen, D. M., Nguyen, T. N., Provino, L., Thual, M., Chartier, T., "Simple Modal Analysis Method for Multimode Fibers", *Proc. ECOC*, Paper P1. 16 (2009).
12. Snyder, A. W and Love, J. D., "Optical waveguide theory", Chapman & Hall Publisher, London-New York-Tokyo-Melbourne-Madras, chapter 11 (1991).

# Simple Modal Analysis Method for Multi-Mode Fibers

Stéphane Blin<sup>(1)</sup>, Duc Minh Nguyen<sup>(1)</sup>, Thanh Nam Nguyen<sup>(1)</sup>,  
Laurent Provino<sup>(2)</sup>, Monique Thual<sup>(1)</sup>, Thierry Chartier<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> Laboratoire Foton, CNRS / Université de Rennes 1 (UMR 6082), Enssat, BP 80518, 22305 Lannion cedex, France ✉ [sblin@enssat.fr](mailto:sblin@enssat.fr)

<sup>(2)</sup> Perfos, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

**Abstract** We demonstrate a simple technique to measure the modal content of a multi-mode optical fiber by using a tunable source and a camera, and processing the near-field images measured at the fiber output.

## Introduction

The achievement of single-mode optical fibers has been essential for long-distance and high-speed communication systems. In the last decade, the advent of photonic-crystal fibers<sup>1</sup> offered all-new possibilities for controlling light in various applications such as telecommunication, fiber lasers or sensors. For example, large-mode-area (LMA) photonic-crystal fibers are used to reduce deleterious nonlinear effects in high-power fiber lasers. On the other hand, nonlinear effects can be enhanced by decreasing the effective area as required in some applications such as supercontinuum generation or all-optical regeneration. Although photonic-crystal fibers offered many breakthrough solutions, single-mode operation is not necessarily verified in some cases, either due to the fiber design itself or to imperfections in the fabrication processes. Multi-mode operation is often detrimental, such as in communication systems due to inter-modal dispersion, or in fiber lasers due to beam quality degradation. Therefore, modal analysis of multi-mode fibers is necessary in order to identify the existing modes, and determine the power distribution within this set of modes.

## State of the art

The intensity profiles of existing modes within a waveguide can be obtained by varying the condition of injection and observing the near-field image at the waveguide output. However, this technique does not guarantee the observation of all modes individually, some modes are more difficult to excite and a superposition of modes is usually observed at the fiber output. Also, this technique does not provide any information about the power distribution within the eigenmode basis for a given injection. Other methods are used to determine this power distribution, but the transverse profiles of the eigenmodes have to be known *a priori*, and this prerequisite is not necessarily available for complex and inhomogeneous structures.

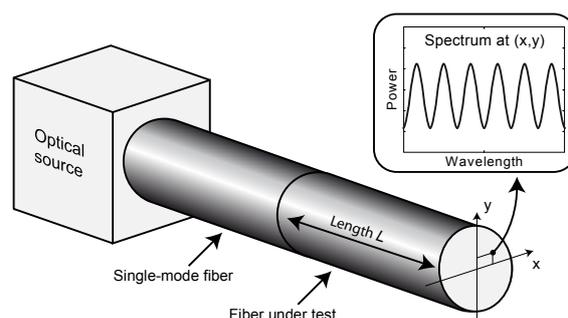
Recently, Shapira et al.<sup>2</sup> published a method to determine experimentally the mode profiles using an algorithm based on the observation of near-field and far-field images at the waveguide output. This technique also provides the power distribution within the eigenmode basis, thus offering a very interesting solution. The disadvantages though are the complexity of the algorithm and the acquisition of both images (near-

and far-fields). Another exciting technique has been demonstrated by Nicholson et al.<sup>3,4</sup>, namely the  $S^2$  imaging, for *spatially and spectrally resolved imaging*. The principle consists in measuring the transmission spectrum of the fiber in every position  $(x,y)$  of the output surface of the fiber. Obviously, the spatial resolution is limited by diffraction limits and only LMA fibers can be characterized. Also, this two-dimensional scanning is time consuming. Finally, another technique using a tunable source has been proposed<sup>5</sup> for modal analysis, but both the transverse space and the wavelength are scanned, thus slowing down the characterization due to this three dimension scan.

In this paper, we propose an alternative to the  $S^2$  imaging by simply using a wavelength-swept optical source, a magnifier, and a camera. To the best of our knowledge, this experimental arrangement is proposed and demonstrated for the first time for modal analysis, and offers many advantages in comparison to previously published methods. Indeed, scanning the wavelength (one dimension) instead of the transverse space (two dimensions) is much faster, the method is not limited to LMA fibers, optical alignments are straightforward, and there is no moving part since the near-field images only are observed.

## Principle

The principle of the experiment is presented in Fig. 1, and has been detailed by Nicholson et al.<sup>3,4</sup>. If the fiber under test is a multi-mode optical fiber, each eigenmode propagates at its own group velocity, and these two modes experience a phase-shift while propagating along the fiber. If  $L$  is the fiber length,  $\lambda$  the wavelength, and  $\Delta n_g$  the group velocity difference, the



**Fig. 1:** Modal decomposition principle.

phase-shift between the two modes at the fiber output is  $\Delta\varphi = 2\pi \Delta n_g L / \lambda$ . Therefore, interferences occur in every position  $(x,y)$  of the fiber output plane. By scanning the wavelength, one would observe fringes whose period is  $\Delta\lambda = \lambda^2 / (\Delta n_g L)$ , and retrieve the intensity of both modes at this position  $(x,y)$ . Intensity profiles are then reconstructed by doing so in every position  $(x,y)$ . If another couple of eigenmodes propagates in the fiber, the fringes period differs as long as  $\Delta n_g$  is different, thus allowing to retrieve all the existing modes using Fourier analysis.

Nicholson et al.<sup>3,4</sup> proposed to use a broadband source and to scan the fiber output plane by interrogating the magnified image of the fiber end with a single-mode fiber. A two-dimensional scan is time consuming, and optical alignments are delicate due to the injection into the fiber. Therefore, we propose to alleviate these drawbacks by simply scanning the wavelength of the source and observing the magnified near-field image of the fiber end using a camera, as presented in Fig. 2. The magnified near-field image of the fiber output is acquired every time the wavelength of the source is changed, and data analysis is performed similarly to the one used for the  $S^2$  imaging technique. Using our experimental setup, there is no need for careful alignments, and only one dimension (the wavelength) has to be scanned, thus offering a much faster characterization. Also, modal analysis of small-mode-area fibers such as highly nonlinear fibers is easily performed using large magnification.

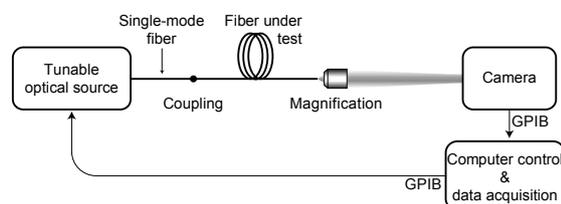


Fig. 2: Experimental setup.

### Experimental demonstration

In this section, we perform modal analysis of a small-core optical fiber to demonstrate the feasibility of the experimental setup presented in Fig. 2. The tunable optical source is a commercial C-band external-cavity laser whose wavelength is swept from 1544 nm every 0.01 nm over 5.12 nm. Light propagates in a standard single-mode fiber whose mode-field diameter is about 10.4  $\mu\text{m}$ . This fiber is butt-coupled to the fiber under test, which is a 1.5-meter-long commercially-available solid-core photonic-crystal fiber whose fundamental mode has a 2.8- $\mu\text{m}$ -average-diameter triangular shape. Therefore, higher-order modes of this fiber can be observed due to mode-size mismatch at coupling. An 80 times microscope objective is used for magnification of the near-field images at the fiber output. Images are captured using a camera which returns one 8-bits 200x200-points image per primary

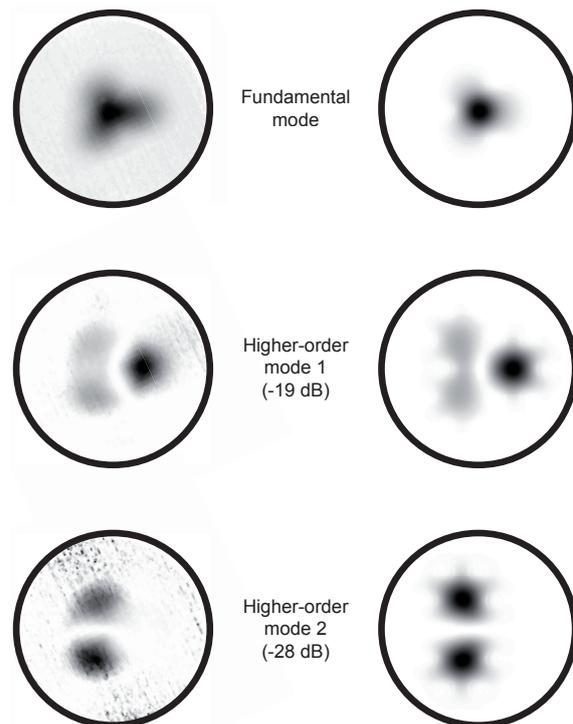


Fig. 3: Experimental (left) and numerical (right) intensity profiles of transverse modes. Radius of windows is about 5  $\mu\text{m}$ .

color. The experimental acquisition was done in about ten minutes, thus offering a great environment stability. Data were then processed similarly to the  $S^2$  imaging technique in about one minute.

Experimental results are shown in Fig. 3. The fundamental mode is observed, as well as two higher-order modes. Optical power mainly resides in the fundamental mode and one of the higher-order modes. Optical power is 19 dB lower in the latter than in the former. Theoretical modes of the fiber were also calculated, and a good agreement was found with experimental results if an index inhomogeneity was included in the fiber structure, thus indicating that our technique can reveal fiber inhomogeneity. Other higher-order modes were also observed, but were difficult to identify due to their weak optical power.

### Conclusion

A new method for optical fibers modal analysis was demonstrated, which alleviates most of the drawbacks of existing techniques. Indeed, we proposed a simple and fast characterization process which is suitable to any optical fiber and not only limited to LMA fibers.

Authors are thankful to the *Région Bretagne* and the *Agence Nationale de la Recherche* for funding, respectively, the *Hippocamp* and *Futur* research programs.

### References

- 1 P. St. J. Russell, J. Lightwave Technol. **24**(12), p. 4729 (2006).
- 2 O. Shapira et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 143902 (2005).
- 3 J. W. Nicholson et al., IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**(1), p. 61 (2009).
- 4 J. W. Nicholson et al., Opt. Express **16**, 7233 (2008).
- 5 D. B. Soh, Ph. D. thesis, Southampton Univ. (2005).

# Efficient Four-Wave Mixing in a Ultra-Highly Nonlinear Suspended-Core Chalcogenide Fiber

S. D. Le<sup>1,2</sup>, D. M. Nguyen<sup>1,2</sup>, M. Thual<sup>1,2</sup>, L. Bramerie<sup>1,2</sup>, M. Costa e Silva<sup>1,2</sup>, K. Lenglé<sup>1,2</sup>, M. Gay<sup>1,2</sup>, T. Chartier<sup>1,2</sup>, L. Brilland<sup>3</sup>, D. Méchin<sup>3</sup>, P. Toupin<sup>1,4</sup>, J. Troles<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France

<sup>2</sup> CNRS Foton (UMR 6082), BP 80518, 22305 Lannion cedex, France

<sup>3</sup> PERFOS, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

<sup>4</sup> CNRS Sciences Chimiques de Rennes (UMR 6226), Université de Rennes 1, 35000 Rennes, France  
Sy-Dat.Le@enssat.fr

**Abstract:** We report a chalcogenide suspended-core fiber with a record Kerr-nonlinearity of  $46\,000\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$  and attenuation of  $0.9\text{ dB/m}$ . Four-wave-mixing efficiencies of  $-5.6\text{ dB}$  at  $10\text{ GHz}$  and  $-17.5\text{ dB}$  at  $42.7\text{ GHz}$  are obtained.

**OCIS codes:** (190.4370) Nonlinear optics, fibers; (190.4380) Nonlinear optics, four-wave mixing

## 1. Introduction

Chalcogenide fibers with nonlinear refractive index ( $n_2$ ) up to 1000 times greater than fused silica, low two photon absorption and fast response time of less than  $100\text{ fs}$  [1], have attracted much interest to exacerbate high Kerr nonlinearity as well as to implement for telecommunication applications. After the first report of chalcogenide fiber in 1960s [2], the first chalcogenide photonic crystal fiber was demonstrated in 2000 by T. M. Monro [3]. Then, many chalcogenide photonic crystal fibers were fabricated. In 2010, by improving the fabrication process [4], an AsSe suspended-core-structure fiber, composed of a solid core surrounded of three holes, was presented [5]. A large nonlinear coefficient of  $31\,300\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$  due to an effective area as small as  $1.7\text{ }\mu\text{m}^2$  was reported. However, the attenuation loss of  $4.6\text{ dB/m}$  and coupling loss of  $10\text{ dB}$  restricted applications for telecommunication.

In this paper, we present a  $1\text{ m}$ -long chalcogenide suspended-core fiber with a core diameter as small as  $1.13\text{ }\mu\text{m}$  leading to a Kerr nonlinearity of  $46\,000\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$ . The fabrication process and the characterization of the fiber are provided in the section 2. In section 3, the high performance of this fiber in terms of Kerr nonlinearity is demonstrated. We implemented four-wave mixing (FWM) experiments for  $10\text{ GHz}$  and  $42.7\text{ GHz}$  pulse signals. The FWM-based conversion gain is much improved comparing to previously reported results. This is also distinguished from the previously reported FWM-based wavelength conversion of  $40\text{ GHz}$  signal [6] in which the chalcogenide waveguide was used.

## 2. Suspended-core chalcogenide fiber with mode adaptation

Fiber fabrication method is based on a casting glass which is described in [4]. The fabrication process produces an AsSe suspended-core structure which contains 3 holes around a solid core (Fig. 1b). The external diameter  $\phi_F$  is  $62\text{ }\mu\text{m}$  and the core diameter  $\phi_C$  is around  $1.13\text{ }\mu\text{m}$ . This structure enables to reduce significantly the loss of the chalcogenide photonic crystal fiber. The fiber loss is found to be  $0.9\text{ dB/m}$  which is a large improvement compared to that of the previous AsSe fiber ( $4.6\text{ dB/m}$ ) [5]. The mode field diameter of the fiber measured by a far field method is  $1.21\text{ }\mu\text{m}$  ( $A_{\text{eff}} = 1.15 \pm 0.1\text{ }\mu\text{m}^2$ ). This is one of the smallest values reported in a chalcogenide photonic crystal fiber.

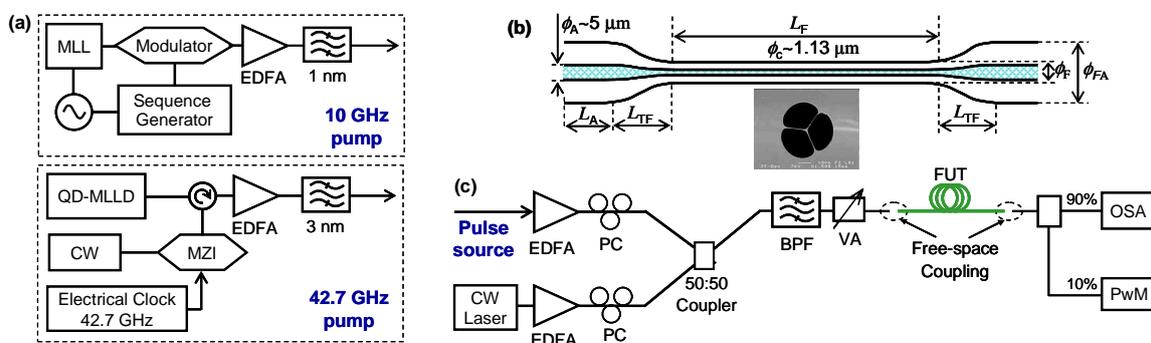


Fig. 1: (a) Block diagram of pulses stream generation for (top)  $10\text{ GHz}$  and (bottom)  $42.7\text{ GHz}$  signal; (b) Suspended-core chalcogenide fiber with mode adaptation ends; and (c) Setup of FWM measurement.

In order to limit the coupling loss due to the difficulty to inject optical waves in such a very small core, the fiber is enlarged by mode adaptation parts at each end of the 1m-long fiber during the fabrication process as shown in Fig. 1b. The length of mode adaptation parts  $L_A$  are 5 cm and the length of the taper  $L_{TF}$  is around 10 cm. For both mode-adapted facets of the fiber, the core diameter and the external diameter are 5  $\mu\text{m}$  and 280  $\mu\text{m}$ , respectively. With the advantage of mode adaptation tapers in, the coupling loss at both ends is reduced to 4.2 dB.

Self-phase modulation (SPM) has been observed by using a mode-locked laser emitting Gaussian pulses of 8 ps at 1550 nm with a repetition rate of 20 MHz. A good agreement between simulated spectra and experimental SPM-broadened spectra has been obtained for a nonlinear coefficient of 46 000  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and a group-velocity dispersion  $D$  of  $-300$  ps/nm-km. To the best of our knowledge, this is the highest nonlinear coefficient reported for a 1m-long optical fiber.

### 3. Four-wave mixing experiments

In this section, we present FWM-based wavelength conversion of high-repetition-rate signals at 10 GHz and 42.7 GHz. The experimental setup of FWM characterization is shown in Fig. 1c. The free-space coupling in the mode-adapted ends of the fiber is performed using Gradyhup micro-lensed fibers [7] with a mode diameter of 5.2  $\mu\text{m}$ . The coupling loss is then much improved. Including Fresnel reflection of 1.1 dB (refractive index  $n_{\text{AsSe}} = 2.805$ ) at one end of the fiber, the total coupling loss at each end of fiber is measured to be 4.2 dB (comparing to 10 dB for the previous fiber without mode adaptation parts [5]).

A 10 GHz pump signal is generated from a mode-locked fiber laser emitting 1.5 ps pulses with a time-bandwidth product (TBP) of 0.35 centered at a wavelength of 1552.7 nm. This pump source is then amplified by an erbium-doped-fiber amplifier (EDFA) and filtered by a bandpass optical filter (BPF) of 1 nm (top of Fig. 1a). The second pump source is a continuous-wave (CW) tunable laser amplified with a second EDFA. After amplifiers, both pulsed and CW pumps pass through polarization controllers (PC) and are combined with a 50:50 coupler. The coupled signal is then filtered by a BPF of 5 nm to reject the amplified spontaneous emission (ASE) noise of EDFAs. After the BPF, the pulse width of the 10 GHz pump source is 8.3 ps and the average power of the CW source is set to 16 mW. In the experiment, no FWM is found at the input of AsSe fiber.

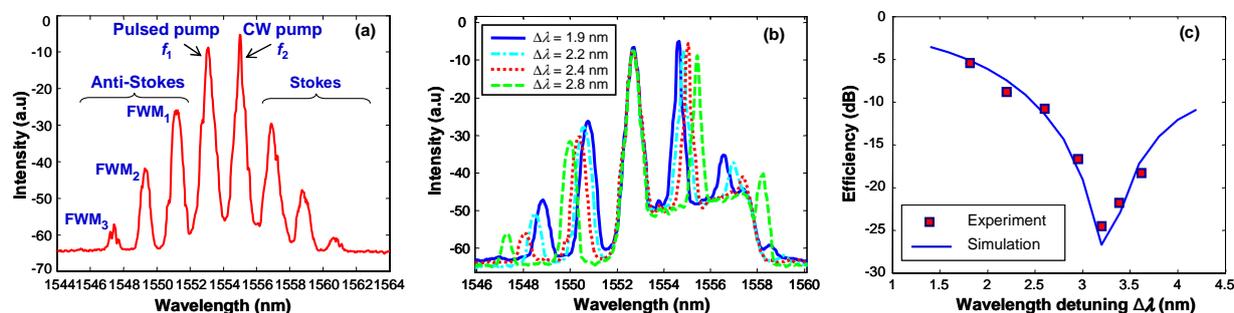


Fig. 2: Optical spectra of 10 GHz signal at the output of AsSe fiber (a) with appearance of the third-order FWM, (b) with various wavelengths of continuous pump, and (c) efficiency of the first-order FWM related to wavelength detuning  $\Delta\lambda$ .

At the output of the AsSe fiber, FWM Stokes and anti-Stokes waves appear in symmetrical pairs. The new wavelengths  $\lambda_{\text{anti-stokes}}$  and  $\lambda_{\text{stokes}}$  depend on the wavelength detuning  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  between the pulsed pump and the CW pump such that  $\lambda_{\text{anti-stokes}} + \lambda_{\text{stokes}} = \lambda_1 + \lambda_2$  (Fig. 2a). To assess the FWM conversion gain, we define the FWM efficiency as the ratio between the collected peak power of the anti-Stokes band at the output of the AsSe fiber and the CW power at the input [5]. Efficiency of the first-order FWM at 10 GHz is  $-5.6$  dB with a total average power at the input of AsSe fiber of 17 mW and a detuning of 1.8 nm. This efficiency is much improved compared to the value of  $-27$  dB with 20 mW of average input power obtained with the previous fiber [5]. An improvement of 21 dB of the FWM efficiency is then obtained with this new fiber even if the total input power is lower. Furthermore, second-order and third-order FWM waves are also measured with efficiencies of  $-21$  dB and  $-37$  dB, respectively. Fig. 2b plots the output spectra for the CW signal detuning from 1554.6 nm to 1555.5 nm, corresponding to idler generation in the range of 1549.9-1550.8 nm. A good agreement, as shown in Fig. 2c, between simulated FWM efficiency and measured data is obtained for a nonlinear coefficient  $\gamma = 46\,000$   $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and a dispersion  $D = -300$  ps/km-nm as previously calculated by SPM experiments.

We use the same experimental setup (Fig 1c) for a FWM-based wavelength conversion experiment at 42.7 GHz. Fig 1a (bottom) depicts the procedure for generating the 42.7 GHz pulse stream. The laser is a quantum-dash mode-locked laser diode (QD-MLLD) seeded by an optical clock [8]. The 42.7 GHz optical clock signal is generated at 1535 nm with a LiNbO<sub>3</sub> modulator and is injected into the QD-MLLD module through an optical circulator. The signal of the laser is then injected into an optical amplifier and passes through a tunable bandpass filter of 3 nm centered at 1550 nm. This 42.7 GHz signal is used for FWM experiment in the AsSe fiber. The pulse width of the 42.7 GHz signal at the input of AsSe is 5 ps.

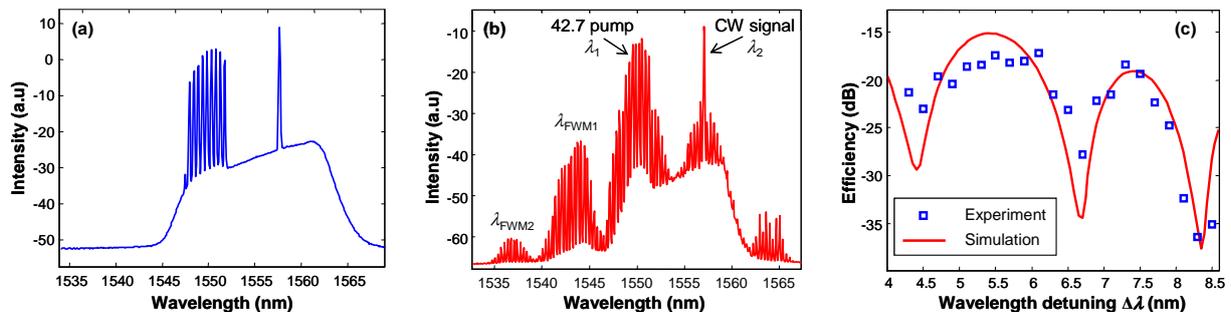


Fig. 3: (a) Spectrum of combined CW signal and 42.7 GHz pump at the input of AsSe fiber; (b) Spectrum at the output of AsSe fiber with FWM signal up to second-order; and (c) efficiency of the first-order FWM with respect to the wavelength detuning  $\Delta\lambda$ .

The total average power at the output of variable attenuator (VA) is 33.1 mW with a CW power of 12.6 mW. Similarly to the 10 GHz setup, the polarization state of both pulsed pump and CW pump are aligned using polarization controllers (PC). The total insertion loss of the AsSe fiber is 4.2 dB per facet (including Fresnel reflection) when coupled with a Gradhyp fiber with a mode field diameter of 5.2  $\mu\text{m}$ . The total average power launched into the AsSe fiber is 13.2 mW. Fig. 3a plots the total spectrum just before the AsSe fiber. No FWM signal appears. After the AsSe fiber, the output spectrum exhibits strong FWM waves (Fig. 3b). The second-order FWM is obtained with an efficiency of  $-36$  dB. Fig 3c depicts the measured FWM efficiency and its simulated curve. At the wavelength shift of  $\Delta\lambda = 6.1$  nm, a FWM efficiency of  $-17.5$  dB is achieved. When the detuning  $\Delta\lambda$  increases to 7.3 nm, we still have a high FWM efficiency of  $-18.5$  dB.

#### 4. Conclusion

We have reported a new chalcogenide suspended-core fiber with a very small core diameter of 1.13  $\mu\text{m}$  and low attenuation loss of 0.9 dB/m. The strongly nonlinear coefficient is measured to be 46 000  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . The dispersion is evaluated to be  $-300$  ps/km-nm. With this fiber, FWM at 10 GHz and 42.7 GHz has been experimented. An efficiency improvement of 21 dB comparing to the previous AsSe fiber [5] has been obtained. For 42.7 GHz signal, the highest  $-17.5$  dB FWM efficiency for the detuning wavelength of 6.1 nm is achieved. This high efficiency offers a strong potential for performing all-optical signal processing at high-bit-rates.

#### References

- [1] B. J. Eggleton *et al*, "Chalcogenide photonics", *Nature photon.* **5**, pp. 141-148 (2011).
- [2] J.A. Savage *et al*, "Chalcogenide glasses transmitting in the infrared between 1 and 20  $\mu\text{m}$ ", *Infrared Physics* **5**, pp. 195-204 (1965).
- [3] T. M. Monro *et al*, "Chalcogenide holey fibres", *Electronics Lett.* **36** (24), pp. 1998-2000 (2000).
- [4] Q. Coulombier *et al*, "Casting method for producing low-loss chalcogenide micro-structured optical fibers", *Opt. Express* **18**, pp. 9107-9112 (2010).
- [5] D. M. Nguyen *et al*, "Demonstration of nonlinear effects in an ultra-highly nonlinear AsSe suspended-core Chalcogenide fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** (24), pp. 1844-1846 (2010).
- [6] M. D. Pelusi *et al*, "Wavelength conversion of high-speed phase and intensity modulated signals using a highly nonlinear Chalcogenide glass chip", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** (1), pp. 03-05 (2010).
- [7] M. Thual *et al*, "Contribution to research on Micro-Lensed Fibers for Modes Coupling", *Fiber and Integr. Opt.*, **27** (6), pp. 532-541 (2008).
- [8] M. Costa e Silva *et al*, "4 $\times$ 170 Gbit/s DWDM/OTDM transmission using only one quantum dash fabry perot mode-locked laser", in *Proc. ECOC*, paper. We.6.C.2 (2010).

# Bibliographie

- [1] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, 4th ed. New York, Academic Press, Inc., 1974.
- [2] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. Academic Press, 2007.
- [3] G. P. Agrawal, *Fiber-optic Communication Systems*, 3rd ed., ser. Microwave and Optical Engineering, K. Chang, Ed. J. Wiley & Sons, 2002.
- [4] P. Chanclou, “Étude théorique et expérimentale d’optiques de couplage destinées à la réalisation de modules optoélectroniques multivoies d’émission et de réception,” Ph.D. dissertation, ENSSAT - Université de Rennes 1, Lannion, France, 1999.
- [5] P. Mamyshev, “All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect,” in *European Conference on Optical Communications*, vol. 1. IEEE, 1998, pp. 475–476.
- [6] T. N. Nguyen, “Études de composants optiques à base de fibres optiques nonlinéaires,” Ph.D. dissertation, ENSSAT - Université de Rennes 1, Lannion, France, 2008.
- [7] K. Tajima, K. Nakajima, K. Kurokawa, N. Yoshizawa, and M. Ohashi, “Low-loss photonic crystal fibers,” in *Optical Fiber Communication Conference*. California, USA : Optical Society of America, 2002, p. ThS3.
- [8] P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, D. Richardson, and T. Monro, “Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 26, pp. 3568–3573, 2003.
- [9] K. Messaad, “Contribution à la conception de guides optiques à fortes susceptibilités non-linéaires d’ordre 3,” Ph.D. dissertation, ENSSAT - Université de Rennes 1, Lannion, France, 2010.
- [10] M. Pelusi, V. Ta’eed, L. Fu, E. Magi, M. Lamont, S. Madden, D. Choi, D. Bulla, B. Luther-Davies, and B. Eggleton, “Applications of highly-nonlinear chalcogenide glass devices tailored for high-speed all-optical signal processing,” *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 14, no. 3, pp. 529–539, 2008.
- [11] S. Wielandy, “Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 23, pp. 15 402–15 409, 2007.
- [12] J. Nicholson, A. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalimi, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, pp. 7233–7243, 2008.

- [13] S. Blin, D. Nguyen, T. Nguyen, L. Provino, M. Thual, and T. Chartier, "Simple modal analysis method for multi-mode fibers," in *European Conference on Optical Communications*. Vienne, Austria : IEEE, 2009, p. P1.16.
- [14] T. Nguyen, T. Chartier, Q. Coulombier, P. Houizot, L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, C. Fortier, J. Fatome, and M. Thual, "Ultra highly nonlinear AsSe chalcogenide holey fiber for nonlinear applications," in *European Conference on Optical Communications*. Vienne, Austria : IEEE, 2009, p. 10.1.2.
- [15] I. Kaminow, T. Li, and A. Willner, *Optical Fiber Telecommunications V-B : Systems and Networks*. Academic Press, 2008.
- [16] M. Pelusi, V. Ta'Eed, M. Lamont, S. Madden, D. Choi, B. Luther-Davies, and B. Eggleton, "Ultra-high nonlinear As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> planar waveguide for 160-Gb/s optical time-division demultiplexing by four-wave mixing," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, no. 19, pp. 1496–1498, 2007.
- [17] B. Eggleton, B. Luther-Davies, and K. Richardson, "Chalcogenide photonics," *Nature Photonics*, vol. 5, no. 3, pp. 141–148, 2011.
- [18] T. Monro, Y. West, D. Hewak, N. Broderick, and D. Richardson, "Chalcogenide holey fibres," *Electronics Letters*, vol. 36, no. 24, pp. 1998–2000, 2000.
- [19] A. Webb, F. Poletti, D. Richardson, J. Sahu *et al.*, "Suspended-core holey fiber for evanescent-field sensing," *Optical Engineering*, vol. 46, p. 010503, 2007.
- [20] F. Jenkins and H. White, *Fundamentals of optics*, 4th ed. McGraw-Hill New York, 2001.
- [21] K. Kawano and T. Kitoh, *Introduction to optical waveguide analysis : solving Maxwell's equations and the Schrödinger equation*, 4th ed. Wiley-Interscience, 2001.
- [22] M. Abramowitz and I. Stegun, *Hand book of Mathematical Functions*. Dover Publications, 2001.
- [23] T. Chartier, *Propagation Guidée et Microonde*. Optronique 2ème année, Enssat, Lannion, France, 2010.
- [24] K. Inada, "A new graphical method relating to optical fiber attenuation," *Optics Communications*, vol. 19, no. 3, pp. 437–439, 1976.
- [25] R. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic Pr, 2003.
- [26] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators," *Appl. Optic.*, vol. 5, no. 5, pp. 1550–1556, 1966.
- [27] M. Sumida and K. Takemoto, "Lens coupling of laser diodes to single-mode fibers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 2, no. 3, pp. 305–311, 1984.
- [28] M. Saruwatari and K. Nawata, "Semiconductor laser to single-mode fiber coupler," *Appl. Optic.*, vol. 18, no. 11, pp. 1847–1856, 1979.

- [29] W. Joyce and B. DeLoach, "Alignment of Gaussian beams," *Applied optics*, vol. 23, no. 23, pp. 4187–4196, 1984.
- [30] N. Shibata, R. Braun, and R. Waarts, "Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 7, pp. 1205–1210, 1987.
- [31] S. Song, C. Allen, K. Demarest, and R. Hui, "Intensity-dependent phase-matching effects on four-wave mixing in optical fibers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 2285–2290, 1999.
- [32] H. Chen, "Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing," *Optics Communications*, vol. 220, no. 4-6, pp. 331–335, 2003.
- [33] C. Sauteret, J. Hermann, R. Frey, F. Pradere, J. Ducuing, R. Baughman, and R. Chance, "Optical nonlinearities in one-dimensional-conjugated polymer crystals," *Phys. Review Lett.*, vol. 36, no. 16, pp. 956–959, 1976.
- [34] T. Monro, W. Belardi, K. Furusawa, J. Baggett, N. Broderick, and D. Richardson, "Sensing with microstructured optical fibres," *Measurement Science and Technology*, vol. 12, p. 854, 2001.
- [35] J. Lee, W. Belardi, T. Monro, and D. Richardson, "Holey fibre based nonlinear optical devices for telecommunications," in *Proc. CLEO/QELS*, 2003.
- [36] J. Person, "Verres de sulfures : spectroscopie des ions de terre-rare, fibres microstructurées et nouvelles compositions," Ph.D. dissertation, ENSSAT - Université de Rennes 1, Lannion, France, 2004.
- [37] J. Le Person, F. Smektala, T. Chartier, L. Brilland, T. Jouan, J. Troles, and D. Bosc, "Light guidance in new chalcogenide holey fibres from GeGaSbS glass," *Materials research bulletin*, vol. 41, no. 7, pp. 1303–1309, 2006.
- [38] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, "Fabrication of complex structures of holey fibers in chalcogenide glass," *Opt. Express*, vol. 14, no. 3, pp. 1280–1285, 2006.
- [39] J. Fatome, C. Fortier, T. Nguyen, T. Chartier, F. Smektala, K. Messaad, B. Kibler, S. Pitois, G. Gadret, C. Finot *et al.*, "Linear and nonlinear characterizations of chalcogenide photonic crystal fibers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 27, no. 11, pp. 1707–1715, 2009.
- [40] L. Brilland, J. Troles, P. Houizot, F. Désévéday, Q. Coulombier, G. Renversez, T. Chartier, T. Nguyen, J. Adam, and N. Traynor, "Interfaces impact on the transmission of chalcogenides photonic crystal fibres," *J. Ceram Soc. Jpn.*, vol. 116, no. 1358, pp. 1024–1027, 2008.
- [41] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T. NiGuyen, F. Smektala, G. Renversez, A. Monteville, D. Méchin, T. Pain *et al.*, "Casting method for producing low-

- loss chalcogenide microstructured optical fibers,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9107–9112, 2010.
- [42] E. Mägi, L. Fu, H. Nguyen, M. Lamont, D. Yeom, and B. Eggleton, “Enhanced Kerr nonlinearity in sub-wavelength diameter  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide fiber tapers,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 16, pp. 10 324–10 329, 2007.
- [43] D. Yeom, E. Mägi, M. Lamont, M. Roelens, L. Fu, and B. Eggleton, “Low-threshold supercontinuum generation in highly nonlinear chalcogenide nanowires,” *Opt. Express*, vol. 33, no. 7, pp. 660–662, 2008.
- [44] M. Samoc, A. Samoc, B. Luther-Davies *et al.*, “Third harmonic autocorrelation and wave mixing in a thin film of poly (p-phenylenevinylene),” *Opt. Express*, vol. 11, p. 1787, 2003.
- [45] H. Kishida, K. Hirota, T. Wakabayashi, H. Okamoto, H. Kokubo, and T. Yamamoto, “Third-order optical nonlinearity in regio-controlled polythiophene films,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 12, pp. 121 902–121 902, 2005.
- [46] G. Vitrant, R. Reinisch, and F. Kajzar, “M-line spectroscopy for nonlinear characterization of polymeric waveguides (Journal Paper),” *Opt. Express*, vol. 34, no. 12, pp. 3418–3426, 1995.
- [47] L. G. Cohen, “Power coupling from GaAs injection laser into optical fibers,” *The Bell System Technical Journal*, vol. 51, pp. 573–594, 1972.
- [48] J. Song, H. Fernando, B. Roycroft, B. Corbett, and F. Peters, “Practical design of lensed fibers for semiconductor laser packaging using laser welding technique,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 27, no. 11, pp. 1533–1539, 2009.
- [49] P. Chanclou, M. Thual, J. Lostec, D. Pavy, and M. Gadonna, “Focusing and coupling properties of collective micro-optics on fiber ribbons,” *Optical Engineering*, vol. 39, p. 387, 2000.
- [50] D. Malardé, “Microlentilles pour le couplage optique,” Master’s thesis, stage de master recherche Phyphoton, 2004-2005.
- [51] M. Thual, D. Malarde, B. Abhervé-Guégen, P. Rochard, and P. Chanclou, “Truncated Gaussian beams through microlenses based on a graded-index section,” *Optical Engineering*, vol. 46, p. 015402, 2007.
- [52] C. Guesnon, “Rapport de stage ingénieur,” CCLO, Enssat, Lannion, France, Tech. Rep., 2009.
- [53] J. Antier, “Rapport de stage sur des micro-optiques,” CCLO, Enssat, Lannion, France, Tech. Rep., 2004.
- [54] R. Jumelin, “Rapport de stage sur des microlentilles,” CCLO, Enssat, Lannion, France, Tech. Rep., 2004.

- [55] H. Kogelnik, "On the propagation of Gaussian beams of light through lenslike media including those with a loss or gain variation," *Appl. Optic.*, vol. 4, no. 12, pp. 1562–1569, 1965.
- [56] M. Thual, P. Rochard, P. Chanclou, and L. Quétel, "Contribution to Research on Micro-Lensed Fibers for Modes Coupling," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 27, no. 6, pp. 532–541, 2008.
- [57] H. Presby and C. Edwards, "Near 100% efficient fibre microlenses," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 6, pp. 582–584, 1992.
- [58] K. Lengle, A. Akrouf, M. Costa e Silva, L. Bramerie, S. Combrié, P. Colman, J. Simon, and A. De Rossi, "10GHz demonstration of four-wave-mixing in Photonic Crystal waveguides," in *European Conference on Optical Communications*, Torino, Italy, 2010.
- [59] J. Carpenter and T. Wilkinson, "Holographic Mode-Group Division Multiplexing," in *Optical Fiber Communication Conference*, California, USA, 2011, p. OThN3.
- [60] N. Hanzawa, K. Saitoh, T. Sakamoto, T. Matsui, S. Tomita, and M. Koshihara, "Holographic Mode-Group Division Multiplexing," in *Optical Fiber Communication Conference*, California, USA, 2011, p. OWA4.
- [61] A. Li, A. Al Amin, X. Chen, and W. Shieh, "Reception of mode and polarization multiplexed 107-Gb/s CO-OFDM signal over a two-mode fiber," in *Optical Fiber Communication Conference*, California, USA, 2011, p. PDPB8.
- [62] A. Siegman, "Defining, measuring, and optimizing laser beam quality," in *Proc. SPIE*, vol. 2, no. 1868, 1993, p. 4.
- [63] H. Yoda, P. Polynkin, and M. Mansuripur, "Beam quality factor of higher order modes in a step-index fiber," *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no. 3, p. 1350, 2006.
- [64] O. Leminger and G. Grau, "Near-field intensity and modal power distribution in multimode graded-index fibres," *Electron. Lett.*, vol. 16, no. 17, pp. 678–679, 1980.
- [65] D. Rittich, "Practicability of determining the modal power distribution by measured near and far fields," *J. Lightw. Technol.*, vol. 3, no. 3, pp. 652–661, 1985.
- [66] M. Skorobogatiy, C. Anastassiou, S. Johnson, O. Weisberg, T. Engeness, S. Jacobs, R. Ahmad, and Y. Fink, "Quantitative characterization of higher-order mode converters in weakly multimoded fibers," *Opt. Express*, vol. 11, no. 22, pp. 2838–2847, 2003.
- [67] D. Beom Soo Soh, J. Nilsson, S. Baek, C. Codemard, Y. Jeong, and V. Philippov, "Modal power decomposition of beam intensity profiles into linearly polarized modes of multimode optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 21, no. 7, pp. 1241–1250, 2004.
- [68] P. Szczepanek and J. Berthold III, "Side launch excitation of selected modes in graded-index optical fibers," *Appl. Optic.*, vol. 17, no. 20, pp. 3245–3247, 1978.
- [69] S. Shaklan, "Selective mode injection and observation for few-mode fiber optics," *Appl. Optic.*, vol. 30, no. 30, pp. 4379–4383, 1991.

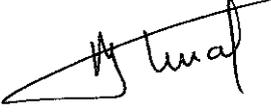
- [70] O. Shapira, A. Abouraddy, J. Joannopoulos, and Y. Fink, "Complete modal decomposition for optical waveguides," *Phys. Review Lett.*, vol. 94, no. 14, p. 143902, 2005.
- [71] M. Fermann, "Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses," *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 1, pp. 52–54, 1998.
- [72] J. Nicholson, A. Yablon, J. Fini, and M. Mermelstein, "Measuring the modal content of large-mode-area fibers," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 15, no. 1, pp. 61–70, 2009.
- [73] S. Blin, D. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, and P. Rochard, "Procédé et système d'observation des modes transverses d'un guide optique," French Patent 09/53 299, 18 May 2009, 2009.
- [74] S. Blin, T. Nguyen, D. Nguyen, P. Rochard, L. Provino, A. Monteville, T. Robin, A. Mugnier, B. Cadier, D. Pureur *et al.*, "New methods for modal decomposition in multi-mode fibres," in *Proceedings of SPIE*, vol. 7503, 2009, p. 750346.
- [75] D. Nguyen, T. Nguyen, S. Blin, M. Thual, and T. Chartier, "Scalar product technique in modal decomposition for multimode fibers," in *Proc. SPIE*, vol. 7717, 2010, p. 77170V.
- [76] D. Nguyen, S. Blin, T. Nguyen, S. Le, L. Provino, Chartier, T., and M. Thual, "Modal decomposition technique for multi-mode fibers," 2011, submitted to Applied Optics.
- [77] P. Belanger, "Beam quality factor of the LP<sub>01</sub> mode of the step-index fibers," *Optical Engineering*, vol. 32, pp. 2107–2109, 1993.
- [78] M. Jaworski, "Nonlinear coefficient measurement in non zero dispersion shifted fibre based on FWM method," in *Transparent Optical Networks, 2002. Proceedings of the 2002 4th International Conference on*, vol. 1. IEEE, 2002, pp. 237–240.
- [79] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "Measurement of nonlinear and chromatic dispersion parameters of optical fibers using modulation instability," *Optical Fiber Technology*, vol. 12, no. 3, pp. 243–250, 2006.
- [80] T. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, and N. Traynor, "Simultaneous measurement of anomalous group-velocity dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers using soliton-effect compression," *Optics Communications*, vol. 278, no. 1, pp. 60–65, 2007.
- [81] R. Stolen, W. Reed, K. Kim, and G. Harvey, "Measurement of the Nonlinear Refractive Index of Long Dispersion-Shifted Fibers by Self-Phase Modulation at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *J. Lightw. Technol.*, vol. 16, no. 6, p. 1006, 1998.
- [82] D. Nguyen, T. Nguyen, T. Chartier, and M. Thual, "Accuracy Improvement in the Measurement of the Non-Linear Coefficient of Optical Fibers Based on Self-Phase Modulation," *Fiber and Integrated Optics*, vol. 29, no. 4, pp. 225–238, 2010.

- [83] D. Nguyen, T. Nguyen, T. Chartier, and M. Thual, "Amélioration de la précision de la mesure du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques," in *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Lille, France, 2009, p. A5.11.
- [84] D. Nguyen, G. Gueguen, S. Le, Chartier, T., and M. Thual, "Mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire Kerr de fibres optiques basée sur l'automodulation de phase," in *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Besancon, France, 2010, p. 00115.
- [85] D. Nguyen, S. Le, G. Gueguen, Chartier, T., and M. Thual, "Numerical method for simultaneous measurement of dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers," 2010, revised paper submitted to Optics Communication.
- [86] D. Nguyen, S. Le, Chartier, T., and M. Thual, "Investigation du mélange à quatre ondes et application à la mesure simultanée de la dispersion et du coefficient Kerr sur des fibres en verres de chalcogénures," in *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Marseille, France, 2010, p. 187.
- [87] R. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin, J. Sanghera, L. Shaw, and I. Aggarwal, "Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, no. 6, pp. 1146–1155, 2004.
- [88] O. Sinkin, R. Holzlöhner, J. Zweck, and C. Menyuk, "Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems," *J. Lightw. Technol.*, vol. 21, no. 1, p. 61, 2003.
- [89] T. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, J. Simon, L. Brilland, J. Troles, and T. Bui, "Simple method to measure the third-order nonlinear coefficient of optical fibres," in *European Conference on Optical Communications*, Vienne, Austria, 2010, p. 10.1.2.
- [90] F. Koch, S. Chernikov, and J. Taylor, "Dispersion measurement in optical fibres over the entire spectral range from 1.1  $\mu\text{m}$  to 1.7  $\mu\text{m}$ ," *Optics Communications*, vol. 175, no. 1-3, pp. 209–213, 2000.
- [91] J. Sanghera, I. Aggarwal, L. Shaw, C. Florea, P. Pureza, V. Nguyen, and F. Kung, "Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers," *Journal of optoelectronics and advanced materials*, vol. 8, no. 6, pp. 2148–2155, 2006.
- [92] M. Asobe, T. Kanamori, K. Naganuma, H. Itoh, and T. Kaino, "Third-order nonlinear spectroscopy in As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide glass fibers," *J. Appl. Phys.*, vol. 77, no. 11, pp. 5518–5523, 1995.
- [93] D. Nguyen, S. Le, K. Lengle, D. Méchin, M. Thual, T. Chartier, Q. Coulombier, J. Troles, L. Bramerie, and L. Brilland, "Demonstration of Nonlinear Effects in an Ultra-Highly Nonlinear AsSe Suspended-Core Chalcogenide Fiber," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 24, pp. 1844–1846, 2010.
- [94] K. Inoue, "Four-wave mixing in an optical fiber in the zero-dispersion wavelength region," *J. Lightw. Technol.*, vol. 10, no. 11, pp. 1553–1561, 1992.

- [95] D. Nguyen, S. Le, L. Brilland, Q. Coulombier, J. Troles, D. Mechin, T. Chartier, and M. Thual, "Demonstration of a low loss and ultra highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber," in *European Conference on Optical Communications*, Torino, Italy, 2010, p. Tu.4.D.6.
- [96] S. Le, D. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, and J. Toupin, P.and Troles, "Demonstration of a low loss and ultra highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber," in *European Conference on Optical Communications*, Geneve, Swiss, 2011, p. Mo.2.LeCervin.4.
- [97] M. Costa e Silva, L. Bramerie, M. Gay, S. Lobo, M. Joindot, and J. Simon, "4× 170 Gbit/s DWDM/OTDM transmission using only one quantum dash Fabry Perot mode-locked laser," in *European Conference on Optical Communications*, Torino, Italy, 2010, p. We.6.C.2.
- [98] L. Fu, M. Rochette, V. Ta'eed, D. Moss, and B. Eggleton, "Investigation of self-phase modulation based optical regeneration in single mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide glass fiber," *Opt. Express*, vol. 13, no. 19, pp. 7637–7644, 2005.
- [99] S. Madden, D. Choi, D. Bulla, A. Rode, B. Luther-Davies, V. Ta'eed, M. Pelusi, and B. Eggleton, "Long, low loss etched As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide waveguides for all-optical signal regeneration," *Optics Express*, vol. 15, no. 22, pp. 14 414–14 421, 2007.
- [100] K. Suzuki, Y. Hamachi, and T. Baba, "Fabrication and characterization of chalcogenide glass photonic crystal waveguides," *Opt. Express*, vol. 17, no. 25, pp. 22 393–22 400, 2009.
- [101] K. Suzuki and T. Baba, "Nonlinear light propagation in chalcogenide photonic crystal slow light waveguides," *Optics Express*, vol. 18, no. 25, pp. 26 675–26 685, 2010.
- [102] C. Koos, P. Vorreau, P. Dumon, R. Baets, B. Esembeson, I. Biaggio, T. Michinobu, F. Diederich, W. Freude, and J. Leuthold, "Highly-nonlinear silicon photonic slot waveguide," in *National Fiber Optic Engineers Conference*. Optical Society of America, 2008.
- [103] B. Corcoran, M. Pelusi, C. Monat, J. Li, L. OíFaolain, T. Krauss, and B. Eggleton, "Ultracompact 160 Gbaud all-optical demultiplexing exploiting slow light in an engineered silicon photonic crystal waveguide," *Optics Letters*, vol. 36, no. 9, pp. 1728–1730, 2011.

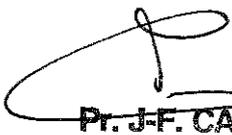
VU :

**Le Directeur de Thèse**  
(Nom et Prénom)

Ronique Thuat  


VU :

**Le Responsable de l'École Doctorale**

  
**Pr. J-F. CARPENTIER**  
Directeur Ecole Doctorale SDLM

DT UR/2011/ENSSAT / M n° 156

**VU pour autorisation de soutenance**

Rennes, le 8 novembre 2011

**Le Président de l'Université de Rennes 1**

  
**Guy CATHELINÉAU**

**VU après soutenance pour autorisation de publication :**

**Le Président de Jury,**  
(Nom et Prénom)

TROLES Johann  
