



**HAL**  
open science

# Génération de sources optiques fibrées très hautes cadences et caractérisation de fibres optiques microstructurées en verre de Chalcogénure

Coraline Fortier Balme

► **To cite this version:**

Coraline Fortier Balme. Génération de sources optiques fibrées très hautes cadences et caractérisation de fibres optiques microstructurées en verre de Chalcogénure. Autre [cond-mat.other]. Université de Bourgogne, 2011. Français. NNT : 2011DIJOS022 . tel-00692345

**HAL Id: tel-00692345**

**<https://theses.hal.science/tel-00692345>**

Submitted on 30 Apr 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.

**UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE**  
UFR SCIENCES ET TECHNIQUES

**THESE**

*pour obtenir le grade de*

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE**

***Discipline : Physique***  
***Ecole Doctorale : Carnot***

*présentée et soutenue publiquement*

*par*

**Coraline FORTIER**

*le X Janvier 2011*

*Titre :*

***Génération de sources optiques fibrées très hautes cadences  
et caractérisations de fibres optiques microstructurées en verre de  
Chalcogénure***

**JURY**

<b>Yves Jaouen</b>	<i>Professeur, TELECOM ParisTech</i>	Rapporteur
<b>Thibaut Sylvestre</b>	<i>Chargé de Recherche, Université de Franche-Comté</i>	Rapporteur
<b>Frédérique de Fornel</b>	<i>Directrice de Recherche, Université de Bourgogne</i>	Examineur
<b>Thierry Chartier</b>	<i>Maître de Conférence, Université de Rennes 1</i>	Examineur
<b>Julien Fatome</b>	<i>Ingénieur de Recherche, Université de Bourgogne</i>	Directeur de Thèse
<b>Guy Millot</b>	<i>Professeur, Université de Bourgogne</i>	co-Directeur de Thèse



# Remerciements

---



# Table des matières

---

<b>Introduction</b>	<b>21</b>
<b>1 Fibres optiques : propagation de la lumière</b>	<b>25</b>
1.1 Fibres optiques standards . . . . .	27
1.1.1 Fabrication . . . . .	27
1.1.2 Structure et propriétés . . . . .	28
1.2 Fibres optiques microstructurées . . . . .	32
1.2.1 Fibres optiques microstructurées silice . . . . .	32
1.2.2 Fibres optiques microstructurées chalcogénures . . . . .	34
1.2.3 Fabrication et structures . . . . .	35
1.2.4 Propriétés . . . . .	37
1.2.5 Applications . . . . .	38
1.3 Effets linéaires dans les fibres optiques . . . . .	39
1.3.1 Dispersion chromatique . . . . .	39
1.4 Effets non-linéaires dans les fibres optiques . . . . .	42
1.4.1 Équation non-linéaire de Schrödinger (NLS) . . . . .	45
1.4.2 Auto-modulation de phase (SPM) . . . . .	46
1.4.3 Impulsion solitonique . . . . .	48
1.4.4 Instabilité modulationnelle (IM) . . . . .	48
1.4.5 Mélange à quatre ondes (FWM) . . . . .	50
1.4.6 La diffusion de la lumière . . . . .	51
1.4.7 Diffusion Brillouin Stimulée (SBS) . . . . .	52
1.4.8 Diffusion Raman Stimulée (SRS) . . . . .	55
1.4.9 Équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (ENLS) . . . . .	57
<b>2 Sources</b>	<b>61</b>
2.1 Instabilité modulationnelle (IM) . . . . .	63
2.2 Compression adiabatique d'un battement . . . . .	66

2.2.1	Soliton dans les fibres à dispersion décroissante . . . . .	66
2.2.2	Fibre à dispersion décroissante (DDF) . . . . .	66
2.2.3	Profil de dispersion en paliers : "Step-like" . . . . .	67
2.2.4	Profil de dispersion en peigne : "Comblike" . . . . .	68
2.2.5	Comparaison qualitative des différentes méthodes . . . . .	70
2.3	Caractérisation d'impulsions courtes par auto-corrélation résolue en fréquence . . . . .	70
2.3.1	Principe de la méthode SHG-FROG . . . . .	70
2.3.2	Algorithme itératif de récupération des impulsions . . . . .	71
2.3.3	Montage expérimental SHG-FROG . . . . .	73
2.4	Source cadencée à 160 GHz à faible rapport cyclique . . . . .	75
2.4.1	Méthode utilisée : compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal . . . . .	75
2.4.2	Simulations numériques . . . . .	75
2.4.3	Expériences . . . . .	77
2.4.4	Conclusion . . . . .	82
2.5	Sources à hauts débits : 1,5 THz à 3,4 THz . . . . .	82
2.5.1	Dispositif expérimental . . . . .	82
2.5.2	Taux de répétition à 1,5 THz : Expériences et simulations . . . . .	83
2.5.3	Taux de répétition de 1,7 THz à 2 THz : Expériences et simulations . . . . .	85
2.5.4	Multiplication du débit par deux : de 1,7 THz à 3,4 THz . . . . .	86
2.6	Conclusion . . . . .	88
<b>3</b>	<b>Caractérisations de fibres chalcogénures microstructurées</b> . . . . .	<b>95</b>
3.1	Présentation des méthodes de mesures utilisées pour la caractérisation de fibres optiques microstructurées chalcogénures . . . . .	98
3.1.1	Mesure des pertes optiques . . . . .	98
3.1.2	Mesure de la dispersion chromatique : méthode interférométrique . . . . .	99
3.1.3	Mesure de la biréfringence . . . . .	105
3.2	Étude des propriétés des fibres chalcogénures microstructurées à 3 couronnes . . . . .	108
3.2.1	Observation du profil de mode en sortie de la fibre chalcogénure . . . . .	109
3.2.2	Mesure de biréfringence $B_m$ de la fibre chalcogénure $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$ . . . . .	111
3.2.3	Mesure de dispersion chromatique des fibres microstructurées chalcogénures 3 couronnes à trous $\text{GeSbS}_1$ et $\text{GeSbS}_2$ . . . . .	113
3.2.4	Auto-modulation de phase (SPM) et coefficient non-linéaire ( $\gamma$ ) au sein de fibres chalcogénures microstructurées . . . . .	114
3.2.5	Caractérisation de la diffusion Brillouin au sein de la fibre $\text{GeSbS}_2$ . . . . .	117
3.2.6	Mesure de la largeur de raie : méthode auto-hétérodyne . . . . .	122
3.2.7	Caractérisation de la diffusion Raman . . . . .	125
3.3	Étude des propriétés d'une fibre chalcogénure $\text{As}_2\text{S}_3$ à cœur suspendu . . . . .	129
3.3.1	Observation du profil de mode en sortie de la fibre . . . . .	130
3.3.2	Mesures des pertes linéiques . . . . .	130
3.3.3	Auto-modulation de phase (SPM) et coefficient non-linéaire ( $\gamma$ ) . . . . .	131

3.4 Conclusion . . . . .	133
<b>4 Régénérateurs et fonctions optiques</b>	<b>141</b>
4.1 Régénérateur Mamyshev . . . . .	142
4.1.1 Principe de base d'un régénérateur de Mamyshev . . . . .	143
4.1.2 Présentation des différents paramètres du régénérateur . . . . .	144
4.1.3 Exploration du potentiel des fibres chalcogénures microstructurées pour la régénération 2R. . . . .	148
4.2 Étude d'un dispositif à base d'absorbants saturables (AS) pour la régénération 2R. . . . .	152
4.2.1 Conception des dispositifs AS-0 et AS-1 . . . . .	153
4.2.2 Caractérisation AS-0 . . . . .	154
4.2.3 Caractérisation du dispositif AS-1 . . . . .	156
4.2.4 Association des dispositifs AS-0 et AS-1. . . . .	161
4.3 Développement d'un module de compensation de dispersion chromatique . . . . .	165
4.3.1 Mesure de l'allongement maximal : méthode de mesure par temps de vol. . . . .	167
4.3.2 Caractérisations d'un train d'impulsions cadencé à 640 GHz en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion : fonction d'auto-corrélation, largeur à mi-hauteur et dispersion chromatique. . . . .	168
4.3.3 Caractérisation du potentiel d'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion. . . . .	169
4.3.4 Caractérisation des pertes linéaires et de la biréfringence induites par l'allongement de la fibre DCF. . . . .	170
4.3.5 Conclusion . . . . .	172
4.4 Conclusion . . . . .	173
<b>Conclusion</b>	<b>179</b>
<b>A Production Scientifique</b>	<b>183</b>
A.1 Publications . . . . .	183
A.1.1 Publications dans des revues à comité de lecture . . . . .	183
A.2 Communications à des colloques à comités de lecture avec actes . . . . .	185
A.2.1 Présentations orales (le nom du conférencier est souligné) : . . . . .	185
A.2.2 Présentations par affiches : . . . . .	186
<b>Curriculum Vitæ</b>	<b>187</b>





# Table des figures

---

1.1	Illustration des étapes de fabrication d'une fibre optique standard. a) Étape de chauffe b) Étape d'étirage et de conception d'une bobine de fibre optique. . . . .	28
1.2	a) Schéma d'une structure de fibre optique classique : vue en trois dimensions et vue de face. b) Évolution transverse de l'indice de réfraction pour une fibre à saut d'indice.	28
1.3	Illustration de trois types d'évolutions transverses de l'indice de réfraction dans des fibres optiques standards. a) fibre optique multimodes à saut d'indice, b) fibre op- tique à gradient d'indice c) fibre optique monomode. . . . .	29
1.4	Illustration du cône d'acceptance d'une fibre optique. . . . .	29
1.5	Évolution de l'atténuation (dB/km) d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde. . . . .	30
1.6	Représentation de la gamme spectrale possible d'utilisation avec des fibres optiques standard sur le spectre lumineux. . . . .	31
1.7	(a) Méthode de fabrication 'Stack and Draw' [2] b) Illustration d'une coupe trans- verse d'une fibre micro-structurée silice en « nid d'abeille », $d_n$ , le diamètre des trous et $\Lambda$ l'espacement entre les trous. . . . .	33
1.8	Schéma représentant les différents régimes de propagation possibles pour les fibres optiques microstructurées à cœur plein. La région colorée correspond à la région de transition du mode fondamental. La ligne pointillée donne la limite entre le mode fondamental et le second mode [7, 8]. insert : Schéma d'une fibre optique micro- structurée à cœur plein. . . . .	34
1.9	Schéma illustrant les différents domaines de transmission pour diverses familles de verres : silices, fluorures et chalcogénures [15]. . . . .	35
1.10	Illustration d'une préforme de fibre optique microstructurée de géométrie hexago- nale à trois rangées de trous. Avec $\Lambda$ le pas interstitiel et $d_n$ le diamètre des trous. . .	35
1.11	Graphique issue de la modélisation de l'évolution de la dispersion chromatique d'une fibre chalcogénure microstructurée $As_2S_3$ pour un diamètre de trou fixé à $d_n$ de $3,2 \mu\text{m}$ . N représente le nombre de couronnes de trous et p le pas interstitiel. Source : Gilles Renversez. . . . .	36

1.12 Photographie de préformes de composition $As_2S_3$ faites par usinage mécanique. . . .	37
1.13 Schéma de principe d'une tour de fibrage de fibres microstructurées chalcogénure . .	37
1.14 Diagramme d'atténuation d'une fibre microstructurée chalcogénure $As_2S_3$ . . . . .	38
1.15 Classement des différentes origines des pertes optiques pour les fibres microstructurées chalcogénures . . . . .	39
1.16 Évolution de la dispersion chromatique au sein d'une fibre optique standard en fonction de la longueur d'onde : représentation de deux régimes de propagation, normal et anormal. . . . .	41
1.17 Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde de travail pour trois types de fibres optiques : fibre à cristaux photonique (PCF), fibre hautement non-linéaire (HNLF) et fibre monomode standard (SMF) [2]. ZDW (Zero dispersion Wavelength) représente le zéro de dispersion de chacune de ces fibres. . . .	42
1.18 Effets de la relation non-linéaire entre polarisation $P$ et le champ électrique oscillant $E$ (fréquence $\omega_0$ ). (a) Lorsque le champ électrique incident est faible, la polarisation $P$ est une fonction linéaire de $E$ . (b) Lorsque le champ électrique incident est intense, la polarisation présente une forme distordue contenant plusieurs harmoniques de $\omega_0$ . [16] . . . . .	43
1.19 Illustration du chirp d'une impulsion gaussienne dû au phénomène d'automodulation de phase au sein d'une fibre optique. insert : profil temporel de l'impulsion gaussienne de départ . . . . .	47
1.20 Illustration de l'interaction des phénomène de dispersion et de SPM au sein d'une fibre optique. Évolution du 'chirp' d'une impulsion optique 'chirpée' lors de sa propagation dans une fibre à dispersion normale ( <b>trace bleue</b> ) et anormale ( <b>trace rouge</b> ). . . . .	47
1.21 Illustration de l'évolution du processus d'instabilité modulationnelle au sein d'une fibre hautement non-linéaire (HNLF) pour des puissances de l'onde continue variant de 450 mW à 1 W. Les valeurs théoriques du gain maximal pour chaque puissance est donné par les points noirs. . . . .	50
1.22 Illustration du spectre correspondant au processus de mélange à quatre ondes dans le cas dégénéré avec $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ . . . . .	51
1.23 Représentation fréquentielle conventionnelle des diffusions spontanées générées dans un milieu diffusant. . . . .	52
1.24 Illustration du phénomène de diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique standard SMF28. Représentation de l'onde pompe et Stokes associées aux valeurs de fréquences mises en jeu dans ce processus. . . . .	53
1.25 Illustration de la génération d'une composante Stokes par diffusion Brillouin. . . . .	53
1.26 Spectre expérimental d'une rétrodiffusion Brillouin dans une fibre chalcogénure microstructurée GeSbS2 de 2 m de long. . . . .	55
1.27 Illustration du principe de diffusion Raman au sein d'une fibre optique silice pure [28]. a) Transitions énergétiques à la base de la diffusion Raman stimulée. b) Diffusion Raman stimulée Stokes. . . . .	56

1.28	Illustration du spectre de gain Raman dans une fibre silice pour une longueur d'onde de pompe de 1450 nm [28, 29]. . . . .	56
2.1	Résultats des simulations numériques de propagation pour une puissance pompe moyenne de 5,5 W : a) Spectre en sortie de fibre b) Trace temporelle en entrée de fibre : pompe (trait noir) et pompe + signal (trace grise), c) Spectre en entrée de fibre : la raie de la pompe est centrée en zéro, la raie du signal est décalée de -2 THz, d) Spectre en sortie de fibre e) Trace temporelle en sortie de fibre : création d'un train d'impulsions à 2 THz. . . . .	64
2.2	Schématisation du principe d'un filtrage par effet Raman. <b>Figure en haut</b> : à droite profil d'intensité d'un train d'impulsions avec des piédestaux (en vert), à gauche spectre correspondant. Visualisation de l'emplacement du filtre utilisé. <b>Figure en bas</b> à droite profil d'intensité d'un train d'intensité après filtrage spectral, à gauche spectre correspondant. . . . .	65
2.3	Schéma de principe d'un montage basé sur une boucle à miroir non-linéaire (NOLM) associé à sa fonction de transfert typique en puissance. . . . .	66
2.4	Évolution de la dispersion au cours de la distance de propagation dans une fibre à dispersion décroissante [32]. . . . .	67
2.5	Évolution de la dispersion en fonction de la distance de propagation dans une fibre à profil de dispersion "step-like" (trace noire), dans une fibre DDF (trace grise). . . . .	68
2.6	Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la distance de propagation dans une fibre optique à profil de dispersion "comb-like". . . . .	69
2.7	Schéma de principe de la méthode SHG-FROG. . . . .	71
2.8	Principe des projections généralisées utilisé dans l'algorithme itératif du système FROG. . . . .	73
2.9	Schéma de l'algorithme itératif utilisé dans un système de caractérisation FROG basé sur la méthode des projections généralisées [43, 47]. . . . .	73
2.10	Schéma expérimental et photo du montage SHG-FROG . . . . .	74
2.11	Schéma de principe des règles de conception dans le but d'obtenir une source cadencée à hauts débits de rapport cyclique faible. . . . .	76
2.12	<b>À gauche</b> : Schéma expérimental. <b>À Droite</b> : Résultats des simulations numériques de la génération d'une source à 160 GHz par compression temporelle pour une puissance de 27 dBm : (a) Évolution du profil d'intensité temporelle pour deux périodes du train d'impulsions, (b) Évolution du spectre à la sortie de chaque étage du compresseur. Fréquence relative = $f - f_0$ . . . . .	77
2.13	Résultats des simulations numériques de la génération d'une source à 160 GHz par compression temporelle : Évolution du chirp (a) et de l'intensité (b) Évolution à différentes étapes du montage ( <i>ligne pointillée</i> : entrée du compresseur, <i>croix</i> : sortie premier étage, <i>cercle</i> sortie deuxième étage, <i>ligne continue</i> : sortie compresseur ). Spectre optique et ajustement par une enveloppe gaussienne ( <i>ligne pointillée</i> ) pour le premier étage de sortie (c) et la sortie du montage (d). . . . .	78
2.14	Montage expérimental . . . . .	78

2.15 Résultats expérimentaux : (a) Évolution de la fonction d'auto-corrélation du train d'impulsions généré à 160 GHz : <b>croix</b> : sortie premier segment de fibre optique, <b>cercles</b> : sortie du deuxième segment de fibre optique et <b>trait plein</b> : sortie du compresseur. (b) <b>trait plein</b> : spectre optique à la sortie du premier segment de fibre optique, <b>pointillés</b> : ajustement par une enveloppe gaussienne. (c), <b>ligne continue</b> : spectre optique en sortie du segment de fibre optique, <b>pointillé</b> : ajustement par une enveloppe gaussienne. . . . .	80
2.16 Profil de phase et d'intensité du train d'impulsions à la sortie du troisième segment de compression, cadencé à 160 GHz, obtenu par une mesure SHG-FROG, insérée : trace SHG-FROG . . . . .	81
2.17 Montage expérimental, PM : maintien de la polarisation . . . . .	83
2.18 Résultats SHG-FROG pour un débit de 1,5 THz, a) Trace FROG expérimentale, b) Fonction d'auto-corrélation mesurée ( <i>trait plein</i> ), résultats des simulations numériques ( <i>cercle</i> ), c) Intensité retrouvée ( <i>trait plein</i> , à gauche) et phase retrouvée ( <i>trait plein</i> , à droite), résultats des simulations numériques ( <i>cercle</i> ), d) Spectre optique mesuré, résultats des simulations numériques ( <i>cercle</i> ). . . . .	84
2.19 Résultats SHG-FROG pour un débit de 1,7 THz, a) Trace SHG-FROG expérimentale, b) Trace SHG-FROG retrouvée, c) Intensité retrouvée ( <i>trait plein</i> , à gauche) et phase retrouvée du train d'impulsions ( <i>trait plein</i> , à droite), résultats des simulations numériques( <i>cercle</i> ), d) Spectre optique mesuré ( <i>trait plein</i> ), résultats des simulations numériques( <i>cercle</i> ). . . . .	86
2.20 Résultats SHG-FROG pour un débit de 2 THz, a) Trace SHG-FROG expérimentale, b) Spectre optique mesuré ( <i>trait plein</i> ), résultats des simulations numériques( <i>cercle</i> ), c) Intensité retrouvée ( <i>trait plein</i> , à gauche) et phase retrouvée du train d'impulsions( <i>trait plein</i> , à droite), résultats des simulations numériques( <i>cercle</i> ), d) Fonction d'auto-corrélation expérimentale ( <i>trait plein</i> ) , résultats des simulations numériques ( <i>cercle</i> ). . . . .	87
2.21 Résultats SHG-FROG pour un débit de 3,4 THz, a) Intensité retrouvée ( <i>trait plein</i> , à gauche) et phase retrouvée ( <i>trait plein</i> , à droite), résultat des simulations numériques( <i>cercle</i> ), b) Fonction d'auto-corrélation expérimentale ( <i>trait plein</i> ), retrouvée ( <i>cercles</i> ), c) Trace SHG-FROG expérimentale, d) Spectre optique mesuré et simulation spectre retrouvé( <i>cercle</i> ). . . . .	88
3.1 Graphique représentatif de l'évolution de l'indice non-linéaire du matériau en fonction de son indice effectif [15] . . . . .	96
3.2 Image de fibres à cristaux photoniques chalcogénures fabriquées au sein des laboratoires ICB de Dijon et EVC de Rennes : à gauche 3 couronnes à trous, à droite cœur suspendu . . . . .	97
3.3 Principe d'une fibre optique étirée ou effilée [1]. . . . .	97
3.4 Principe de la méthode de « Cut-back » : les puissances sont en dBm et les longueurs en mètre. . . . .	98

3.5	Principe de la mesure de dispersion par méthode interférométrique : a) schéma expérimental b) photo du banc expérimental. . . . .	100
3.6	Figure d'interférences type obtenue avec un montage Mach-Zehnder. . . . .	103
3.7	<i>trait plein</i> figure d'interférences type obtenue avec un montage Mach-Zehnder (figure obtenue avec une fibre DCF) ; <i>cercle</i> ajustement théorique. . . . .	104
3.8	figure obtenue avec une fibre DCF a) Retard en fonction de la longueur d'onde <i>cercle</i> résultats expérimentaux ; <i>trait plein</i> ajustement d'ordre 2 b) Dispersion en fonction de la longueur d'onde <i>cercle</i> résultats expérimentaux ; <i>trait plein</i> ajustement linéaire. . . . .	105
3.9	Banc expérimental de la mesure du spectre cannelé pour la mesure de biréfringence. . . . .	106
3.10	Spectre cannelé obtenu en sortie d'une fibre à maintien de polarisation. P1 et P2 : positions du premier et dernier pic. . . . .	106
3.11	Photographie MEB d'une fibre chalcogénures à 3 couronnes $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$ . À droite : vue d'ensemble, à gauche : zoom sur la partie microstructurée. . . . .	109
3.12	Montage de caractérisation du profil de mode des fibres chalcogénures. . . . .	110
3.13	Profil de modes d'une fibre chalcogénure microstructurée 3 couronnes $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$ . à gauche : profil de modes ,à droite : représentation du profil de mode en 3 dimensions. . . . .	110
3.14	Mesure de biréfringence de la fibre chalcogénure microstructurée 3 couronnes $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$ ( <i>courbe rouge</i> ) et une fibre silice standard fortement biréfringente ( <i>courbe noire</i> ) spectre de la source utilisée ( <i>courbe bleue</i> ). Tous ces spectres sont normalisés par rapport au spectre optique de la source. . . . .	111
3.15	Mesure de la biréfringence a) fibre $GeSbS_1$ b) fibre $GeSbS_2$ . . . . .	112
3.16	Détermination de la dispersion pour la fibre $GeSbS_2$ . a) Évolution du retard introduit en fonction de la longueur d'onde de la frange centrale b) Valeur de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde . <i>rond</i> : points expérimentaux , <i>trait continu</i> : ajustement linéaire. . . . .	114
3.17	Montage expérimental pour la mesure d'auto-modulation de phase dans les fibres chalcogénures microstructurées 3 couronnes à trous $GeSbS_1$ et $GeSbS_2$ . . . . .	114
3.18	Spectre d'auto-modulation de phase au sein de la fibre $GeSbS_2$ : a) Évolution du spectre d'auto-modulation de phase en sortie de fibre en fonction de la puissance injectée b) Évolution des spectres en sortie de fibre en fonction de la puissance injectée (vue du dessus), Insert : Spectre d'entrée ( <i>trace grise</i> ) et spectre en sortie ( $P_o=18dBm$ ) ( <i>trace noire</i> ), c) Simulation numérique d'auto-modulation de phase : c.1 pour une puissance injectée de 5 dBm ( <i>courbe verte</i> ), spectre expérimental correspondant ( <i>courbe noire</i> ) ; c.2 pour une puissance injectée de 13 dBm ( <i>courbe verte</i> ) spectre expérimental correspondant ( <i>courbe noire</i> ) insert : Phase non-linéaire en sortie de fibre. ; c.3 pour une puissance injectée de 17 dBm ( <i>courbe verte</i> ) spectre expérimental correspondant ( <i>courbe noire</i> ) insert : Phase non-linéaire en sortie de fibre. . . . .	116
3.19	Montage expérimental de la mesure de la diffusion Brillouin stimulée au sein d'une fibre chalcogénure microstructurée $GeSbS_2$ et d'une fibre silice standard. . . . .	118
3.20	Observation des bandes spectrales Brillouin au sein de la fibre silice standard ( <i>courbe grise</i> ), au sein de la fibre $GeSbS_2$ ( <i>courbe noire</i> ) . . . . .	119

3.21	Puissance rétrodiffusée ( <i>trait plein</i> ) et puissance transmise ( <i>trait pointillé</i> ) en fonction de la puissance de pompe injectée a) dans la fibre standard et b) dans la fibre GeSbS <sub>2</sub> (pour un créneau de 140 ns sur une période de 2μs de puissance moyenne 30 dBm) . . . . .	120
3.22	Montage de mesure de la largeur de raie Brillouin : Montage de détection auto-hétérodyne . . . . .	123
3.23	Mesure des largeurs de raies Brillouin. Spectre RF : <b>trait continu gris</b> , raie spectrale de la source ; <b>trait pointillé</b> : raie spectrale Brillouin issue de la fibre référence ; <b>trait continu noir</b> : raie spectrale Brillouin issue de la fibre chalcogénure GeSbS <sub>2</sub> . . . . .	124
3.24	Montage expérimental pour la caractérisation de la diffusion Raman spontanée. . . . .	125
3.25	Spectre de diffusion Raman spontanée à la sortie de la fibre chalcogénure GeSbS <sub>2</sub> pour une puissance crête d'entrée de 80 W. . . . .	126
3.26	a) Montage expérimental pour la création des graines d'amplifications Raman par mélanges à quatre ondes. b) Spectre en sortie de la fibre HNLF : mélanges à quatre ondes multiples. D1 et D2 représentent les longueurs d'ondes des diodes ECL1 et ECL2 du schéma 3.27. . . . .	126
3.27	Montage expérimental pour la caractérisation du phénomène de diffusion Raman. . . . .	127
3.28	a) Évolution de la puissance du signal de sortie en fonction de la puissance du signal de pompe pour la fibre référence de 7,9 km. b) Spectre du signal de sortie amplifié pour une puissance de pompe de 900 mW. . . . .	128
3.29	Évolution de la puissance du signal de sortie en fonction de la puissance du signal de pompe pour la fibre GeSbS <sub>2</sub> de 1,5 m de long. b) Spectre du signal de sortie amplifié pour une puissance de pompe de 24,5 W. . . . .	129
3.30	Images faites au microscope électronique à balayage de la fibre chalcogénure As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> à cœur suspendu de diamètre de cœur de 2,6 μm. . . . .	130
3.31	Profil de modes de la fibre As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> chalcogénure à cœur suspendu. à gauche : profil de modes, à droite : représentation du profil de modes en 3 dimensions. . . . .	130
3.32	Montage expérimental pour la mesure de spectres d'auto-modulation de phase dans la fibre As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> . . . . .	131
3.33	Résultats de caractérisation de l'effet de SPM dans la fibre à cœur suspendu As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> a) Spectres expérimentaux : ( <b>courbe noire</b> ) pour une puissance crête de 1,5 W et ( <b>courbe grise</b> ) pour une puissance injectée de 14.5 dBm. b) Évolution des spectres en fonction de la puissance crête variant de 1,5 W à 150 W insert : zoom sur la partie 1520 nm 1580 nm. c) Continuum avec bosse Raman pour une puissance crête de 212 W. d) Comparaison des résultats de simulations ( <b>trace et marqueurs verts</b> ) et expérimentaux ( <b>trace noire</b> ) pour une puissance crête de 35 W et e) 67 W. . . . .	132
4.1	Schéma de principe d'un régénérateur de Mamyshev. . . . .	143

4.2	a) Allures de la fonction de transfert d'un régénérateur de type 2R. $P_1^{in}$ la puissance crête initiale à l'entrée du régénérateur. Les flèches montrent les points de fonctionnement optimaux, b.1) A : fonction non-monotone, B : fonction présentant un plateau, C : fonction monotone. b.2) Présentation des niveaux considérés . [17] . . . . .	146
4.3	Fonction transfert numérique d'un régénérateur de Mamyshev pour une train d'impulsions gaussienne cadencé à 40 GHz [20]. Parties grises : zones plateaux . . . . .	148
4.4	Abaque pour la conception d'un régénérateur de Mamyshev à un débit de 40 Gbit/s [20]. DSF : fibre à dispersion décalée, HF : fibre hautement non-linéaire, FMC 2S1G : fibre microstructurée chalcogénure à base de germanium et FMC As2S3 : fibre microstructurée chalcogénure à base d'arsenic . . . . .	149
4.5	Montage expérimental pour l'étude d'une fonction transfert dans une fibre chalcogénure $As_2S_3$ à cœur suspendu. . . . .	150
4.6	a) Spectre de la source injectée 4.5, b) Réponse spectrale du filtre gaussien fibré utilisé 4.5. . . . .	150
4.7	Fonction de transfert : Évolution de la puissance crête de sortie en fonction de puissance crête d'entrée. <i>En noir</i> : points expérimentaux, <i>en gris</i> : simulation numérique. . . . .	151
4.8	a) Etape de fabrication de l'absorbant saturable en micro-cavité. b) Conception et fonctionnement du dispositif absorbant saturable. . . . .	153
4.9	Caractérisation du dispositif AS-0. a) Montage expérimental pour la détermination de la longueur d'onde de résonance du dispositif AS-0 b) Spectre de résonance. . . . .	155
4.10	Figure de gauche photographie faite par un microscope optique par Hoang Trung NGUYEN du laboratoire LPN. Figure de droite : schéma explicatif du fonctionnement d'une fibre associée à une micro-lentille. MFD : diamètre du waist, Wd : distance du waist. . . . .	155
4.11	a) Montage expérimental pour la détermination de la fonction de transfert en puissance du dispositif AS-0. b) Fonction de transfert : puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance moyenne d'entrée . . . . .	156
4.12	Caractérisation du dispositif AS-1 pour une taille d'impulsions de 7 ps. a) Résonance, b) Fonction de transfert : puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance moyenne d'entrée. . . . .	157
4.13	Montage expérimental pour la caractérisation en amplitude et en phase du profil d'intensité en sortie du dispositif AS-1. . . . .	157
4.14	Etudes des spectres optiques en sortie du circulateur pour différentes puissances injectées sur le dispositif AS-1 pour un train d'impulsions de largeur à mi-hauteur 5 ps. a) 15 dBm, b) 18 dBm, c) 20 dBm. . . . .	158
4.15	a) Fonction d'auto-corrélation du train d'impulsions cadencé à 40 GHz de largeur à mi-hauteur 7 ps en sortie de l'AS-1 pour différentes puissances : De l'intérieur vers l'extérieur : <b>traits verticaux</b> : $P_{inc} = 20dBm$ , <b>pointillés-traits</b> : $P_{inc} = 18dBm$ , <b>pointillés</b> : $P_{inc} = 15dBm$ , <b>trait plein</b> : référence : train à 40 GHz. b) Résultats SHG-FROG. Profils d'intensité et de phase du train d'impulsions à 40 GHz en sortie du dispositif AS-1 pour les mêmes puissances d'entrées que la figure 4.15.a. . . . .	158



4.16	Caractérisation du dispositif AS-1 pour une taille d'impulsions de 5 ps. a) Résonance, b) Fonction de transfert : puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance moyenne d'entrée. . . . .	159
4.17	Spectres optiques en sortie du composant AS-1 pour différentes puissances injectées . a) spectre référence, b) $P_{inc}=10$ dBm, c) $P_{inc}=13$ dBm, d) $P_{inc}=15$ dBm, e) $P_{inc}=17$ dBm, f) $P_{inc}=18$ dBm g) $P_{inc}=19$ dBm, h) $P_{inc}=20$ dBm. . . . .	160
4.18	a) Caractérisation de la fonction d'auto-corrélation du train à 40 GHz pour différentes puissances moyennes injectées : <b>trace orange</b> : $P_{inc}=13$ dBm , <b>trace pointillée verte</b> : $P_{inc}=15$ dBm, <b>trace mauve</b> : $P_{inc}=17$ dBm, <b>trace rouge</b> : $P_{inc}=18$ dBm puis <b>trace bleu</b> : $P_{inc}=19$ dBm. La trace d'auto-corrélation de référence est représentée par la <b>trace noire</b> . b) Résultats SHG-FROG. Évolution des profils d'intensité et de phase du train d'impulsions cadencé à 40 GHz de largeur à mi-hauteur 5 ps, pour les différentes puissances injectées. . . . .	161
4.19	Caractérisation des dispositifs AS-0 et AS-1 en configuration double étage pour un train d'impulsions de 5 ps de largeur à mi-hauteur. a) Évolution de la fonction de transfert pour le composant AS-0. b) Évolution de la fonction pour le composant AS-1.	162
4.20	Montage expérimental pour la caractérisation de l'association des dispositifs AS-0 et AS-1. . . . .	162
4.21	Étude spectrale à différents stades du montage 4.20. a) Spectre initial en entrée du premier circulateur , b) Spectre en sortie du dispositif AS-0, c) Spectre en sortie du montage 4.20 après le dispositif AS-1. . . . .	163
4.22	a) Caractérisation de la fonction d'auto-corrélation du dispositif AS-0 + AS-1 : La trace d'auto-corrélation de référence est représentée par la <b>trace noire</b> . b) Résultats des caractérisations SHG-FROG. Évolution des profils d'intensité et de phase du train d'impulsions à 80 GHz de largeur à mi-hauteur 5 ps en configuration double étages. <b>trace grise</b> après passage dans le AS-0 ( $P=35$ mW), <b>trace trait/point</b> après passage dans le AS-1 ( $P=60$ mW), <b>trace pointillée</b> filtre numérique . . . . .	164
4.23	Montage expérimental du module de compensation de dispersion. . . . .	166
4.24	a) montage expérimental pour la détermination de l'allongement maximal du module, b) Trace temporelle de la source <b>Trace noire</b> : trace en sortie du compresseur sans retard introduit, <b>Trace grise</b> : trace en sortie du compresseur avec un retard de 300 ps. . . . .	167
4.25	Évolution de la fonction d'auto-corrélation et de la largeur à mi-hauteur (FWHM) des impulsions cadencées à 640 GHz en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module. a) Évolution de la fonction d'auto-corrélation du train d'impulsions à 640 GHz pour un allongement de la fibre DCF : <b>trace du haut vers le bas</b> : allongement de 11,3, 0,5, 1, 5, 8,8 et 7,3 cm (cercles). La ligne pointillée correspond à l'impulsion de départ. b)Évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module. . . . .	168
4.26	Traction : allongement de la fibre en % en fonction de la force appliquée en Newton (N) . . . . .	170

- 4.27 Spectre optique du module de compensation en fonction de l'allongement de la fibre.  
**Trace noire** : Spectre de la source blanche utilisée **Trace grise** : Spectre à la sortie du compensateur sans allongement de la fibre **Trace pointillée** : Spectre à la sortie du compensateur lorsque l'allongement maximal de la fibre est appliqué. . . . . 171
- 4.28 Caractéristiques du module de compensation de dispersion chromatique en fonction de l'allongement subi : a) Les pertes linéaires du module en fonction de l'allongement de la fibre, b) Le DGD en fonction de l'allongement de la fibre, représenté par les points, la ligne pointillés représente un ajustement des points expérimentaux. . . 171

---

*À mon mari Pierre-Yves  
À ma fille Éloïse  
À ma Famille  
À ma belle Famille*

---

*Si les découvertes scientifiques ont à la fois donné à l'humanité le pouvoir de créer et le pouvoir de détruire, alors elles sont en même temps un énorme défi et une grande épreuve.*

John Fitzgerald Kennedy



# Introduction

---

Depuis l'apparition des amplificateurs optiques à fibres dopées Erbium dans les années 90, les distances de transmissions ont fait un pas de géant. Elles sont passées d'environ 200 km, à plus de 6000 en transocéanique. Dès lors, une fulgurante course visant une augmentation perpétuelle du débit de transmission a été lancée. Un grand nombre de travaux a été accompli pour déterminer les effets pouvant être gênants pour la transmission du signal, au fur et à mesure que les débits ont augmenté. Cette augmentation du taux de répétition implique irrémédiablement une diminution de la largeur des impulsions optiques, et une augmentation des puissances crêtes, pour une même énergie. Cette augmentation d'énergie a alors donné naissance à de nouveaux phénomènes tels que des dispersions d'ordres supérieurs, des problèmes liés à la gigue temporelle, à de la dispersion des modes de polarisation, ou encore à l'exacerbation des effets non-linéaires.

Actuellement, la plupart des grands opérateurs offrent des services à des débits de plus en plus élevés sur les réseaux d'accès, impliquant le déploiement sur ceux-ci de techniques optiques jusqu'à l'utilisateur (FFTH : Fiber To The Home). Cette forte croissance du débit dans les réseaux d'accès (1 Gbit/s disponible chez le client au Japon) va entraîner une augmentation du débit global sur les réseaux longues distances. Or, comparée au multiplexage d'un grand nombre de longueurs d'ondes à 40 Gbit/s, l'augmentation du débit par canal à 160 Gbit/s est reconnue comme étant une solution avantageuse pour limiter le nombre de canaux injectés dans la fibre et donc la complexité globale et le coût du système. Cependant, la montée en débit à 160 Gbit/s s'accompagnera irrémédiablement d'une plus forte dégradation du signal due aux interactions lumière/matière au sein de la fibre de transmission, c'est pourquoi l'élaboration de fonctions optiques adaptées au très haut débit apparaît aujourd'hui comme incontournable pour traiter et améliorer la qualité du signal à transmettre.

Ce mémoire de thèse s'inscrit dans le contexte du projet FUTUR financé par l'ANR et concernant le développement de Fonctions optiques pour les Transmissions à très haut débit dans le Réseau cœur. Durant trois années, de 2007 à 2010, ce travail a été réalisé au sein de l'équipe Soliton, Laser et Communications Optiques au sein du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de l'Université de Bourgogne.

Le premier chapitre de ce manuscrit a pour but de présenter quelques généralités sur la propagation de la lumière dans les fibres optiques conventionnelles, mais également dans les fibres de nouvelles générations. Ces fibres de nouvelles générations occupent une place très importante durant mes travaux de doctorat. Les différents phénomènes physiques rencontrés lors des diverses études rapportées dans ce manuscrit sont détaillés dans ce chapitre, ainsi que l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (ENLS), décrivant l'évolution du champ électrique lors de sa propagation dans une fibre optique, outil essentiel qui m'a permis la validation de mes expériences via sa résolution numérique.

Le second chapitre est dédié à la conception de sources « tout optique » à très haut débit. En effet, la génération de trains d'impulsions hautement cadencés autour de 1550 nm est d'un grand intérêt pour de multiples applications scientifiques. Actuellement la bande passante des éléments opto-électroniques limite les applications à un taux de répétition inférieur à 50 GHz. Dans le but de pallier ce problème lié à la bande passante des appareillages opto-électronique, des méthodes dites « tout optique » sont développées dans ce chapitre. La première partie de celui-ci détaille les techniques existantes. Puis le principe et le montage expérimental d'une méthode permettant la caractérisation en intensité et en phase sont décrits (SHG-FROG : auto-corrélation résolue en fréquence à génération de second harmonique). Pour finir, deux sections seront consacrées aux résultats expérimentaux obtenus via la conception et la caractérisation de sources « tout optique » cadencées à 160 GHz, 1,5 THz, 2 THz et 3,4 THz.

Le troisième chapitre est intégralement consacré à l'étude et la caractérisation de fibres optiques microstructurées chalcogénures conçues par un doctorant du laboratoire Mohamed El Amraoui. La première partie de ce chapitre est vouée à la présentation des méthodes de caractérisations utilisées pour ces fibres. Puis deux sections vont être présentées au lecteur, la première est l'étude des propriétés linéaires, non-linéaires et intrinsèques de fibres chalcogénures microstructurées à trois couronnes de trous. Une large analyse des phénomènes physiques non-linéaires présents dans ces fibres est faite (Diffusion Raman ,Brillouin, SPM...). La seconde section, présente l'étude des propriétés d'une fibre chalcogénure microstructurée à cœur suspendu. Pour ces deux types de fibres optiques, une comparaison permanente va être faite, avec les propriétés linéaires, non-linéaires et intrinsèques bien connues, d'une fibre optique standard.

Le dernier chapitre de ce manuscrit aborde différentes méthodes qui permettent l'amélioration du signal optique lors de sa propagation, et également la conception de fonction optique qui permet la compensation linéaire de la dispersion chromatique dans un système. La première partie développe une méthode de régénération du signal, nommée régénérateur de Mamyshev. Cette technique, bien connue, va être adaptée à une fibre chalcogénure testée dans le chapitre précédent. Cette étude comporte deux parties, une théorique réalisée dans le cadre d'un consortium du projet ANR FUTUR, par T.N.Nguyen du laboratoire FOTON de Lannion, la seconde, une étude expérimentale visant à déterminer le potentiel de ces fibres pour la régénération de signal optique Télécom. Une seconde section présente une autre méthode de régénération à base d'absorbants saturables.

C'est également dans le cadre du projet ANR FUTUR que ce travail a été mis en place en collaboration avec H.T Nguyen et J.L Oudar du Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures. La première étape de cette étude est la caractérisation des composants absorbants saturables AS-0 et AS-1. Puis une étude en double étage a été réalisée dans le but de déterminer leurs capacités à régénérer un signal dégradé à 80 GHz. Enfin, la dernière section de ce chapitre, présente le développement d'un module de compensation linéaire de la dispersion. Un grand nombre de caractérisations a été réalisé telles que la caractérisation d'un train d'impulsions cadencé à 640 GHz, le potentiel d'allongement de la fibre optique du module ou encore les pertes et la biréfringence.





# Fibres optiques : propagation de la lumière

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Fibres optiques standards</b>	<b>27</b>
1.1.1	Fabrication	27
1.1.2	Structure et propriétés	28
1.1.2.1	Géométrie	28
1.1.2.2	Angle d'acceptance	29
1.1.2.3	Ouverture numérique	29
1.1.2.4	Perte optique	30
1.1.2.5	Caractère monomode	31
1.1.2.6	Utilisation	31
<b>1.2</b>	<b>Fibres optiques microstructurées</b>	<b>32</b>
1.2.1	Fibres optiques microstructurées silice	32
1.2.2	Fibres optiques microstructurées chalcogénures	34
1.2.3	Fabrication et structures	35
1.2.4	Propriétés	37
1.2.4.1	Atténuation linéique	37
1.2.4.2	Nature des pertes optiques	38
1.2.5	Applications	38
<b>1.3</b>	<b>Effets linéaires dans les fibres optiques</b>	<b>39</b>
1.3.1	Dispersion chromatique	39
<b>1.4</b>	<b>Effets non-linéaires dans les fibres optiques</b>	<b>42</b>
1.4.1	Équation non-linéaire de Schrödinger (NLS)	45
1.4.2	Auto-modulation de phase (SPM)	46
1.4.3	Impulsion solitonique	48
1.4.4	Instabilité modulationnelle (IM)	48
1.4.5	Mélange à quatre ondes (FWM)	50
1.4.6	La diffusion de la lumière	51

---

1.4.7	Diffusion Brillouin Stimulée (SBS) . . . . .	52
1.4.8	Diffusion Raman Stimulée (SRS) . . . . .	55
1.4.9	Équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (ENLS) . . . . .	57

---

Dans ce chapitre vont être présentées différentes catégories de fibres optiques (des fibres dites standards ou conventionnelles et d'autres de nouvelle génération) ainsi que les effets associés à la propagation de la lumière au sien de celles-ci.

Ces dernières, dites fibres optiques microstructurées présentent des particularités de par leur structure, leur composition et leurs propriétés. Comme le lecteur pourra le voir au fur et à mesure de ce manuscrit, la fibre optique constitue le principal élément de toutes les études qui y sont présentées. Un chapitre sera consacré à l'étude et la caractérisation de fibres optiques microstructurées chalcogénures. D'où l'importance de ce premier chapitre, non exhaustif, mais apportant une bonne approche concernant les propriétés des fibres optiques.

## 1.1 Fibres optiques standards

### 1.1.1 Fabrication

La première étape de conception d'une fibre optique standard est la réalisation d'une préforme en silice  $SiO_2$  très pure, présentant très peu de pertes optiques, pouvant atteindre plusieurs centimètres de diamètre.

Il existe deux familles de méthodes pour la conception de fibre optique. La première est appelée méthode interne, elle consiste à déposer à l'intérieur d'un tube de silice un matériaux vitreux et à rétreindre cette structure dans le but d'obtenir une préforme. Il y a par exemple, les techniques de dépôts chimiques en phase vapeur (MCVD), ou encore de dépôts chimiques de plasma en phase vapeur (PCVD).

La seconde méthode est externe ou le matériau est déposé sur un mandrin en rotation par un procédé d'hydrolyse à la flamme, comme présenté figure 1.1.a. Le rétreint est effectué après retrait du mandrin en même temps que la vitrification du matériau. L'hydrolyse à la flamme (HALF), ou le dépôt axial en phase vapeur (VAD) font partie de ces méthodes externes.

Les figures 1.1 illustrent la fabrication d'une fibre optique standard. La préforme est un barreau de verre issu d'un assemblage concentrique d'un tube et d'une barre de verre contenant des dopants. Suivant les propriétés intrinsèques (longueur d'onde du zéro de dispersion, indice du matériau...) souhaitées pour la future fibre optique, la composition au centre du barreau est adaptée de façon à modifier l'indice de réfraction du verre.

Dans le but d'obtenir une homogénéité de ce barreau, une étape consistant à sa chauffe est pratiquée. Grâce à cette étape, il existe une liaison quasi parfaite entre le cœur et la gaine de la future fibre optique.

Cette préforme conçue, l'étape d'étirage peut alors être mise en place. Cette étape va permettre l'obtention d'une bobine de fibre de diamètre constant sur une très longue distance. Cette phase de mise en œuvre est représentée sur la figure 1.1.b. Le barreau subit un étirage, en plaçant son extrémité dans un four porté à une température constante proche de  $2000^\circ C$ . Le barreau est transformé en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice avant d'être enroulée sur une bobine. Par exemple une préforme de 10 cm de diamètre mesurant 1 m de longueur correspond à

une bobine de fibre standard monomode d'environ 150 km.

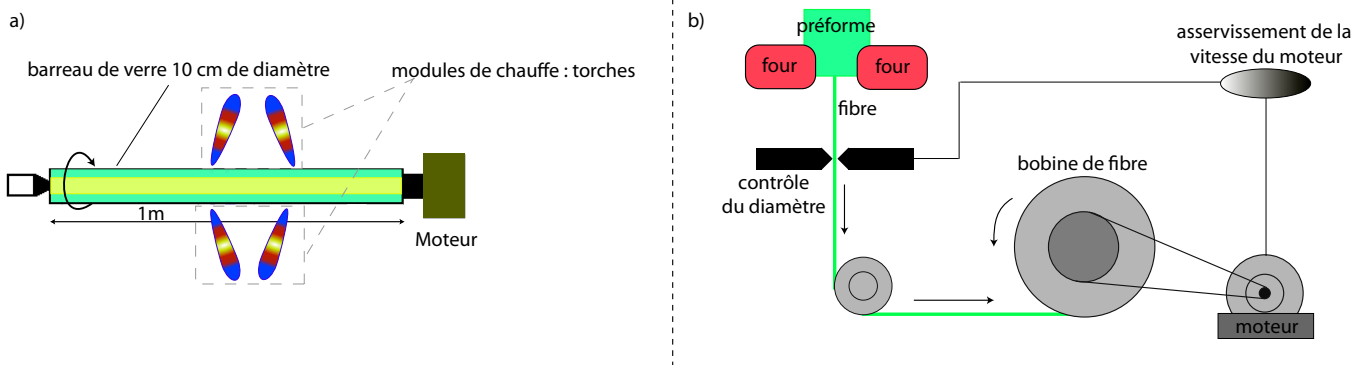


FIGURE 1.1 – Illustration des étapes de fabrication d'une fibre optique standard. a) Étape de chauffe b) Étape d'étirage et de conception d'une bobine de fibre optique.

## 1.1.2 Structure et propriétés

### 1.1.2.1 Géométrie

La fibre optique est un guide d'onde qui exploite les propriétés réfractives de la lumière, habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine. Sa composition la plus fréquente est de la silice fondue ( $SiO_2$ ). La figure 1.2 présente un schéma de conception d'une fibre optique standard.

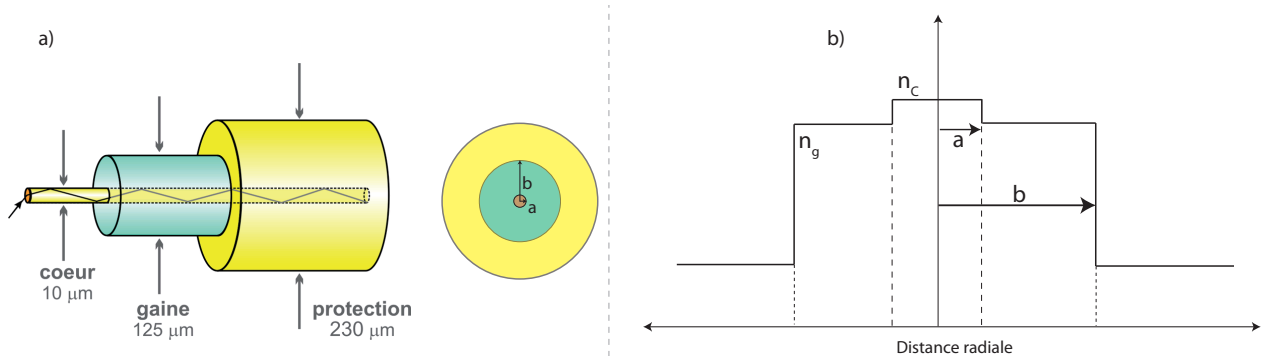


FIGURE 1.2 – a) Schéma d'une structure de fibre optique classique : vue en trois dimensions et vue de face. b) Évolution transverse de l'indice de réfraction pour une fibre à saut d'indice.

Le cœur de la fibre, de diamètre  $a$  présente un indice de réfraction noté  $n_c$  légèrement plus élevé que celui de la gaine d'indice  $n_g$ , de diamètre  $b$ . La différence d'indice, notée  $\Delta n$  est simplement obtenue par l'ajout de dopants à la composition de base de la fibre (la silice). Cette différence d'indices est donnée par  $\Delta n = n_c - n_g$  qui pour des fibres standards est de l'ordre de  $10^{-3}$  avec  $n_c > n_g$ . Ainsi, grâce à cette différence d'indices la lumière est confinée et subie une réflexion totale sur les parois internes de la fibre, comme illustré sur la figure 1.2.a, donnant lieu au phénomène de guidage optique de la lumière. De façon générale, la fibre optique est recouverte d'une gaine plastique de protection représentée en jaune sur le schéma 1.2.a.

Voici, figure 1.3 quelques exemples de profils d'indices transverses de fibres optiques possibles de trouver dans le commerce.

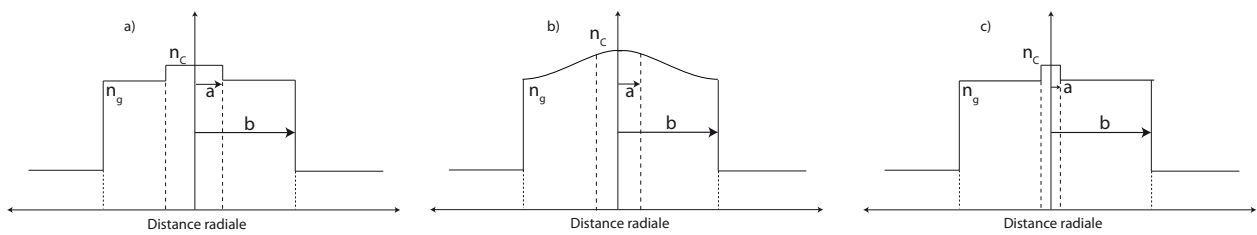


FIGURE 1.3 – Illustration de trois types d'évolutions transverses de l'indice de réfraction dans des fibres optiques standards. a) fibre optique multimodes à saut d'indice, b) fibre optique à gradient d'indice c) fibre optique monomode.

### 1.1.2.2 Angle d'acceptance

De par cette réflexion totale, une condition de cône d'acceptance est induite, illustrée sur la figure 1.4.

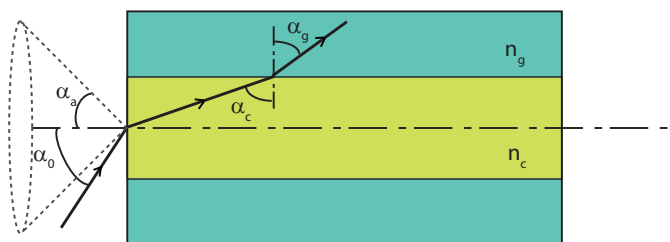


FIGURE 1.4 – Illustration du cône d'acceptance d'une fibre optique.

Cette condition représente l'angle maximal permis pour qu'un faisceau puisse se propager dans une fibre optique.  $\alpha_0$ ,  $\alpha_c$  et  $\alpha_g$  sont respectivement les angles d'entrée dans la fibre, de réflexion à l'intérieur du cœur et de réfraction dans la gaine.

### 1.1.2.3 Ouverture numérique

La réflexion totale interne au sein de la fibre suivant la loi Snell-Descartes sur les interfaces air-cœur cœur-gaine est donnée par l'équation suivante :  $\sin(\alpha_c) \geq n_g/n_c$ . Le cône d'acceptance est défini par  $\sin(\alpha_a) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$ . De cette valeur en découle l'ouverture numérique de la fibre, notée NA donnée par :

$$NA = \sin(\alpha_a) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.1)$$

L'ouverture numérique d'une fibre optique quantifie la capacité qu'une fibre a, à récolter la lumière. Lorsqu'un rayon lumineux arrive sur le cœur de la fibre avec un angle inférieur à  $\alpha_a$ , celui-ci se trouve dans le cône d'acceptance et subira une réflexion totale au sein de la fibre donnant

lieu au processus de guidage. Par contre, si  $\alpha_0$  est supérieur à  $\alpha_a$ , alors le rayon lumineux ne sera pas guidé, incluant ainsi la notion d'angle limite. Suivant la géométrie de la fibre utilisée un cône d'acceptance lui est propre et définit une gamme d'angles d'incidences possibles pouvant être guidés.

#### 1.1.2.4 Perte optique

Comme cela vient d'être présenté, c'est par le principe de réflexion totale à l'interface cœur-gaine que le guidage optique se produit au sein d'une fibre optique. Un aspect incontournable intervient, c'est bien évidemment les pertes intrinsèques, bien qu'il y ait une nette amélioration du niveau de conception des fibres optiques ces dernières années. Celles-ci sont dues à la diffusion Rayleigh de la lumière par la silice [1] ainsi qu'à l'absorption de la lumière par le pic  $\text{OH}^-$ . L'évolution de cette atténuation en fonction de la distance de propagation du signal au sein de la fibre optique est représentée figure 1.5.

Grâce aux améliorations de conception et de fabrication des fibres optiques à l'heure actuelle, le pic au environ de 1400 nm dû à la présence d'ions  $\text{OH}^-$  est quasi inexistant.

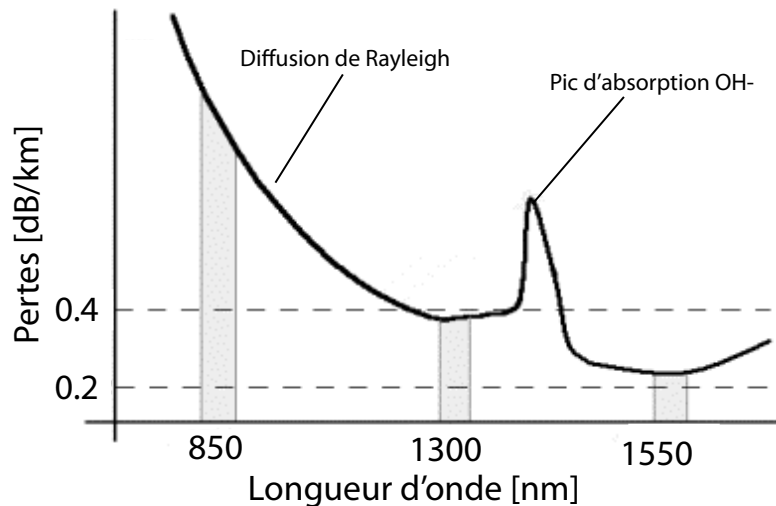


FIGURE 1.5 – Évolution de l'atténuation (dB/km) d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde.

Considérant une puissance  $P_0$  injectée dans une fibre optique de longueur  $L$ , la puissance effective transmise est donnée par [1] :

$$P_T = P_0 \exp^{-\alpha_L L} \quad (1.2)$$

avec  $\alpha_L$  le coefficient de pertes linéiques de la fibre optique en  $\text{km}^{-1}$ .

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \left( \frac{P_T}{P_0} \right) = 4.343 \alpha_L \quad (1.3)$$

L'atténuation dans la fibre en  $\text{dB/km}$ , notée  $\alpha_{dB}$ , définie par l'équation 1.3 est principalement due, comme cela a été spécifié précédemment, à la diffusion Rayleigh qui décroît avec la longueur d'onde en  $\frac{1}{\lambda^4}$ . Il existe également d'autres éléments donnant lieu à des pertes intrinsèques tels que

des imperfections de fabrications, qui vont générer une diffusion locale de la lumière [1]. Une courbure importante appliquée à la fibre optique est également source de pertes optiques.

Comme cela va être présenté dans la suite de ce manuscrit, les pertes intrinsèques pour une fibre standard G652 sont actuellement de  $0,2 \text{ dB/km}$ .

### 1.1.2.5 Caractère monomode

La notion de fréquence normalisée,  $V$ , permet de définir le nombre de modes se propageant dans une fibre optique. Pour cela l'équation suivante est utilisée [1] dans le cas d'une fibre ayant un profil à saut d'indice.

$$V = ak\sqrt{n_c^2 - n_g^2}, \quad (1.4)$$

où  $a$  est le rayon du cœur,  $k$  la constante de propagation,  $n_c$  et  $n_g$  les indices de réfraction du cœur et de la gaine. Lorsque la fréquence normalisée est supérieure à 2,405, la fibre optique est qualifiée de multimode.

### 1.1.2.6 Utilisation

Le schéma figure 1.6 illustre le spectre lumineux de la gamme ultra-violette à l'infra-rouge. Cette simple illustration représente la gamme spectrale dans laquelle il est possible de travailler avec des fibres optiques silice standards, soit de la gamme visible jusqu'à la gamme infra-rouge autour de  $2 \mu\text{m}$ . Simplement, dans le cas d'un travail expérimental dans le visible, la longueur d'onde de travail déterminera le niveau, souvent élevé, des pertes. Cette plage spectrale s'explique très simplement par la visualisation du spectre d'absorption de la silice présenté figure 1.5, validant le choix des longueurs d'ondes utilisées en télécommunication soit  $1350 \text{ nm}$  et  $1550 \text{ nm}$ .

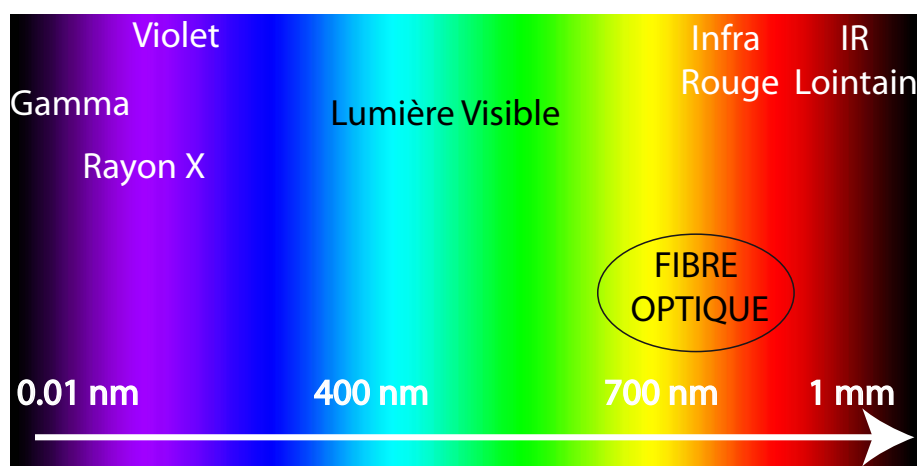


FIGURE 1.6 – Représentation de la gamme spectrale possible d'utilisation avec des fibres optiques standard sur le spectre lumineux.

Grâce à cette large plage de longueurs d'ondes, les applications des fibres optiques conventionnelles sont nombreuses. Cela va de l'éclairage, à l'audiovisuel, passant par la médecine, les télécommunications ou encore les capteurs.



Les fibres silice standards vont être omniprésentes dans tout ce manuscrit, leurs caractéristiques de fonctionnement étant parfaitement connues, la suite de cette section va être consacrée aux fibres optiques de nouvelles générations, les fibres microstructurées.

## 1.2 Fibres optiques microstructurées

Les fibres optiques microstructurées, dites fibres de nouvelle génération, procurent des propriétés optiques très attrayantes grâce à l'interaction des champs guidés avec les inclusions (trous ou encore capillaires) présentes dans leur structure. Une très grande liberté dans leur fabrication se répercute au niveau de leur propriétés physiques. Effectivement, la taille des trous, leur périodicité, leur disposition et leur forme permettent une multitude de combinaisons donnant lieu à des propriétés physiques toutes aussi multiples. Ainsi ces propriétés vont pouvoir donner lieux à un très grands nombres d'applications dans les domaines aussi différents que militaire, médical ou encore en télécommunication.

Ces divers atouts propres aux fibres de nouvelles générations, ont été déterminants dans le choix de mes travaux de doctorat dans le cadre d'un projet ANR FUTUR (Fonctions optiques pour les Transmissions à très haut débit dans le Réseau cœur). C'est ainsi que le lecteur pourra voir durant la lecture de ce manuscrit diverses études expérimentales ayant pour principal support des fibres microstructurées chalcogénures. Dans un premier temps, une succincte approche des fibres microstructurées en silice a été faite dans le but de donner au lecteur une comparaison avec les fibres microstructurées chalcogénures.

### 1.2.1 Fibres optiques microstructurées silice

Ce qui a suscité l'intérêt des chercheurs avec cette nouvelle génération de fibres ayant une structure particulière, est leur capacité à pouvoir travailler à des longueurs d'ondes autres que la gamme présentée ci-avant (figure 1.6) pouvant atteindre plus de  $20 \mu\text{m}$  suivant les verres utilisés. Ces fibres optiques spéciales guident la lumière dans le vide ou encore grâce à des bandes interdites photoniques, les qualifiant ainsi de fibre à cristaux phoniques, donné par Russell en 2006 [3].

Tout commença en 1973 avec les travaux théoriques de Kaiser et ses collaborateurs qui suggèrent l'utilisation d'une fibre microstructurée silice [4] dans le but de modifier les propriétés de guidage de la fibre. La première fibre optique associée à une micro-structure a été réalisée par Knight et ses collaborateurs en 1996 [5, 6] impliquant la mise en place d'une vraie technique de conception marquante pour les études qui vont suivre sur ce type de fibre. Cette méthode représentée sur la figure 1.7.a [2], se nomme 'Stack and draw'. Celle-ci consiste à l'assemblage de tubes de diamètres identiques  $d_n$ , périodiquement séparés d'une valeur  $\Lambda$  [7] comme cela est visible sur la figure 1.7.b. La modification de ces deux paramètres permet de changer les paramètres de dispersion et de non-linéarité de la fibre.

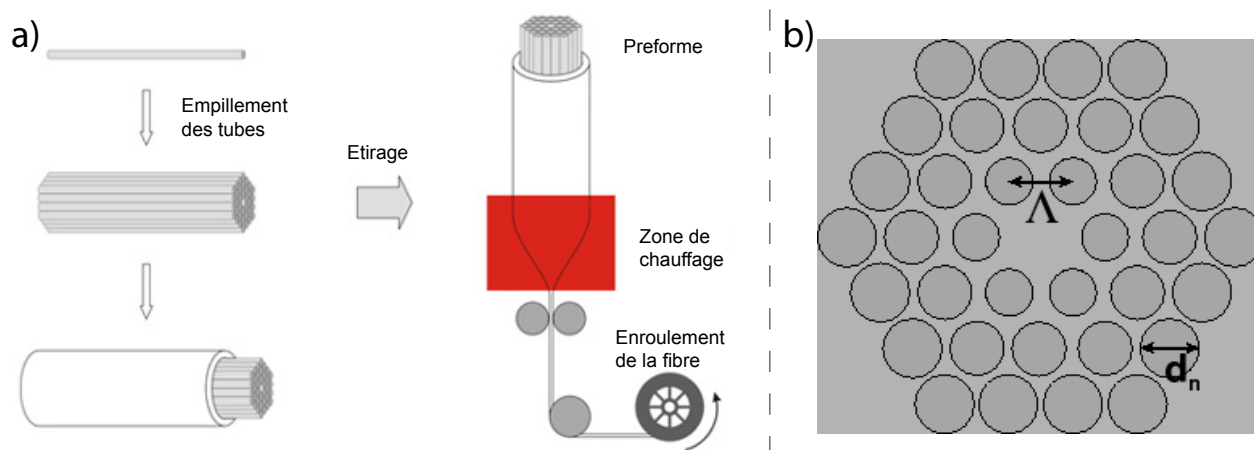


FIGURE 1.7 – (a) Méthode de fabrication 'Stack and Draw' [2] b) Illustration d'une coupe transverse d'une fibre micro-structurée silice en « nid d'abeille »,  $d_n$ , le diamètre des trous et  $\Lambda$  l'espacement entre les trous.

Cette méthode illustrée figure 1.7.a est composée de différentes étapes. La première est la conception des petits tubes de silice que l'on appelle communément capillaires.

Ensuite, dans le but de concevoir une préforme, est généré un empilement de ces capillaires selon la forme souhaitée, triangulaire ou encore hexagonale. L'arrangement des capillaires va engendrer les propriétés de la fibre micro-structurée, soit de la valeur de sa dispersion chromatique, de son zéro de dispersion, de son coefficient non-linéaire ainsi que son indice effectif.

Une fois la préforme conçue, la phase de l'étirement est produite dans le but de concevoir une bobine. Cette méthode est décrite sur le schéma de gauche de la figure 1.7.a. Le processus de réflexion totale est obtenue à l'aide de la valeur de la différence d'indices entre le cœur et la gaine. Le contrôle des propriétés non-linéaires et dispersive de ces fibres optiques microstructurées silice se fait via la variation de la position, de la taille et du nombre de trous. Comme cela a été présenté pour les fibres standards, une fréquence normalisée nommée  $V_{eff}$  détermine la valeur en deçà de laquelle la fibre est monomode [7]

$$V_{eff} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{cur}^2 - n_{eff}^2}$$

où  $n_{eff}$  est une moyenne des indices de réfraction du cœur et de la gaine et  $\Lambda$  l'écart interstitiel.

Ainsi le diagramme visible sur la figure 1.8 explicite cette notion de contrôle du caractère monomode ou multimodes de la fibre [7, 8]. Suivant la valeur du rapport entre la taille des capillaires et leur espacement, il est possible de se trouver dans une région monomode ou multimode, et ce simplement en choisissant une longueur d'onde de travail,  $\lambda$  adéquate.

Ce diagramme est issu d'une loi empirique déterminant la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  d'une fibre optique microstructurée en fonction des paramètres  $d$  et  $\Lambda$  [8]

$$\frac{\lambda_c}{\Lambda} \approx 2.8 \left( \frac{d}{\Lambda} - 0.406 \right)^{0.89} \quad (1.5)$$

Lorsque  $d/\Lambda$  est inférieur à 0,4, la fibre optique microstructurée est monomode indépendamment de la longueur d'onde, les qualifiant de fibre 'infiniment monomode'. Au deçà de cette valeur

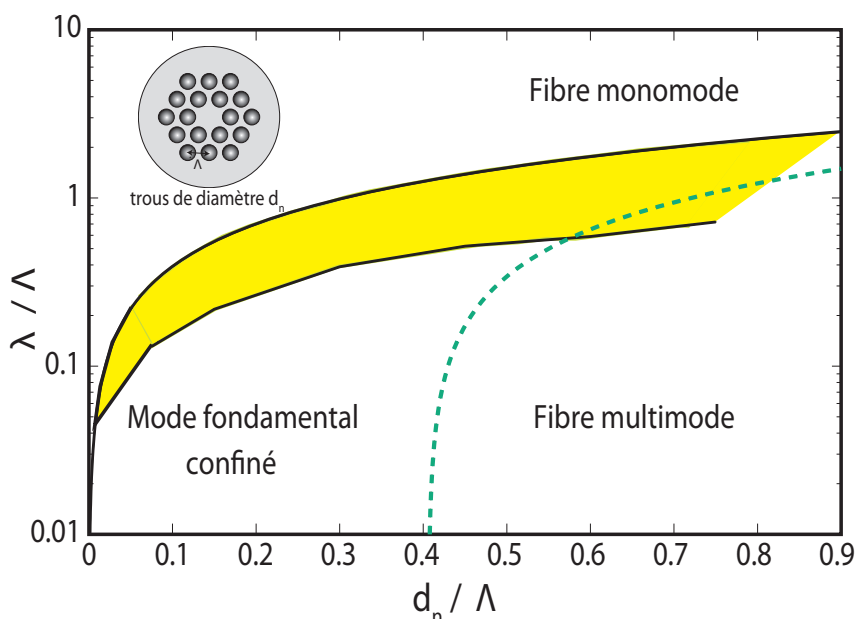


FIGURE 1.8 – Schéma représentant les différents régimes de propagation possibles pour les fibres optiques microstructurées à cœur plein. La région colorée correspond à la région de transition du mode fondamental. La ligne pointillée donne la limite entre le mode fondamental et le second mode [7, 8]. insert : Schéma d'une fibre optique microstructurée à cœur plein.

0,4, les fibres microstructurées ont un comportement identique à une fibre standard.

## 1.2.2 Fibres optiques microstructurées chalcogénures

Les verres à base de chalcogénures (sélénium, arsenic, tellure) sont des matériaux originaux tant par leur aspect que par leurs applications potentielles. S'ils absorbent complètement les rayonnements visibles, ils sont en revanche transparents dans l'infrarouge dans une gamme qui s'étend de 1,5 à 22  $\mu\text{m}$  en fonction de leur composition, comme cela est illustré sur le graphique 1.9.

Cette figure 1.9 met en évidence l'intérêt des verres de chalcogénures. La transparence de ces verres sur une très large gamme spectrale permet d'envisager des applications telles que le transport d'informations au delà de 2  $\mu\text{m}$ , l'imagerie thermique par caméra infrarouge ou encore des systèmes de contre mesures optoélectroniques. Ces verres présentent des indices de réfractifs élevés, sont photosensibles et possèdent des propriétés non-linéaires exacerbées [9–11]. Ces différents atouts font de ces verres de bons candidats pour la réalisation de dispositifs intégrés fortement non linéaires [12, 13]. La réalisation de fibres optiques microstructurées chalcogénures va permettre d'exacerber et de modifier la non-linéarité intrinsèque de ces matériaux, laissant entrevoir un grand nombre de nouvelles applications comme le développement de nouvelle source par génération de supercontinuum ou encore en télécommunications [14].

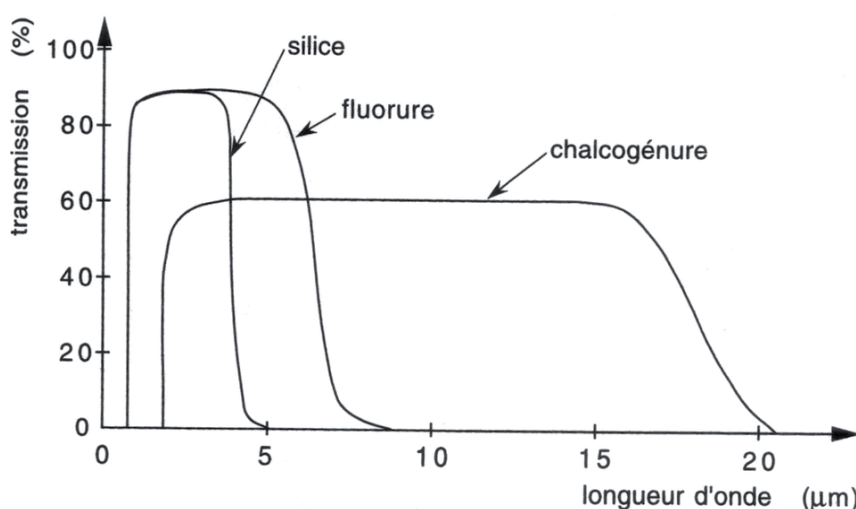


FIGURE 1.9 – Schéma illustrant les différents domaines de transmission pour diverses familles de verres : silices, fluorures et chalcogénures [15].

### 1.2.3 Fabrication et structures

Comme cela a été vu dans le paragraphe précédent pour les fibres microstructurées silices, la fabrication des fibres microstructurées chalcogénures se déroule également en deux grandes étapes.

La première est la fabrication des préformes. La configuration géométrique la plus répandue pour les préformes de fibres microstructurées est un arrangement hexagonal de trous situés autour du cœur plein. La qualité de cette géométrie tient en la régularité et la taille du diamètre des trous ( $d_n$ ) ainsi que leur régularité d'espacement ( $\Lambda$ ) comme cela est visible sur la figure 1.10.

La qualité du guidage optique va ainsi directement dépendre de deux paramètres, le nombre de couronnes de trous et le calcul du rapport  $\frac{d_n}{\Lambda}$ . Comme cela a été vu sur la figure 1.8 pour les fibres microstructurées silice l'aspect monomode dépend de ce rapport, il en est donc de même pour les fibres microstructurées chalcogénures.

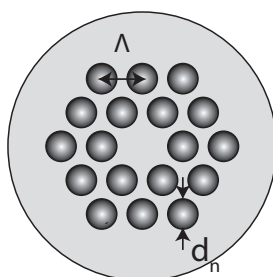


FIGURE 1.10 – Illustration d'une préforme de fibre optique microstructurée de géométrie hexagonale à trois rangées de trous. Avec  $\Lambda$  le pas interstitiel et  $d_n$  le diamètre des trous.

Le choix de ces deux paramètres se fait via des simulations numériques du comportement optique de la géométrie simulée. Les fibres qui vont être présentées dans ce manuscrit ont été modé-

lisées par Gilles Renversez de l'Institut Fresnel de Marseille dans le cadre du projet ANR FUTUR.

Un exemple de modélisation obtenue par Gilles Renversez est représenté sur la figure 1.11. L'évolution de la dispersion chromatique d'une fibre microstructurée  $As_2S_3$  pour un diamètre de trou fixé à  $d_n$  de  $3,2 \mu\text{m}$  y est représentée. La modélisation est axée sur la modification des paramètres  $N$  représentant le nombre de couronnes de trous, et  $p$  le pas interstitiel. Un net changement de l'évolution de la courbe de dispersion chromatique est visible par modification de ces paramètres.

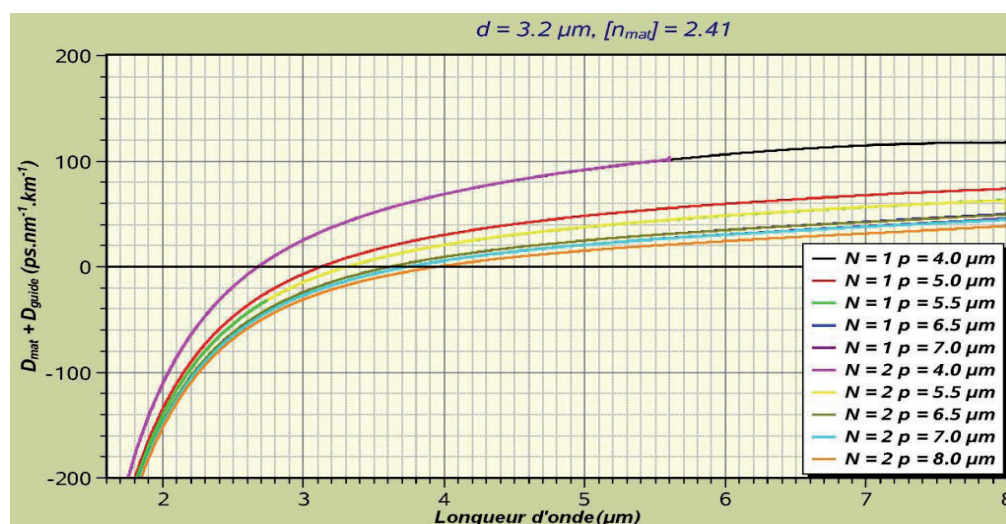


FIGURE 1.11 – Graphique issue de la modélisation de l'évolution de la dispersion chromatique d'une fibre chalcogénure microstructurée  $As_2S_3$  pour un diamètre de trou fixé à  $d_n$  de  $3,2 \mu\text{m}$ .  $N$  représente le nombre de couronnes de trous et  $p$  le pas interstitiel. Source : Gilles Renversez.

Pour l'élaboration de préformes, l'empilement de tubes (méthode de Stack and Draw) et l'extrusion sont les plus courantes. Cependant celles-ci présentent un grands nombres d'inconvénients. En effet, de nombreuses manipulations manuelles et un grand nombre d'étapes de chauffe, engendrent une dégradation de la qualité de surface des verres conduisant à une augmentation accrue des pertes optiques. Ainsi, la majorité des préformes de fibres microstructurées chalcogénures qui vont être présentées dans ce manuscrit ont été conçue via une méthode peu conventionnelle, une méthode par usinage mécanique réalisée par Mohamed El Amraoui, du laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne.

La figure 1.12 présente trois photographies de préformes de composition  $As_2S_3$  réalisées par usinage mécanique, conçues dans le but d'obtenir des fibres optiques microstructurées à deux, trois ou quatre couronnes de trous. Le diamètre d'usinage de chaque trou est de  $0,8 \text{ mm}$ , pour une profondeur de  $25 \text{ mm}$ . Le pas interstitiel est de  $2 \text{ mm}$  donnant un rapport  $\frac{d_n}{\Lambda}$  proche de  $0,4$  signe du caractère monomode de ces préformes.

Une fois la préforme créée, l'étape de fibrage est nécessaire à l'obtention d'une bobine de fibre. Pour cela, une tour de fibrage dont le principe est illustré sur la figure 1.13 est utilisée. Durant cette étape, la température du four, la tension exercée sur la fibre, la vitesse d'étirage et également la pression du gaz injecté dans les trous pour les maintenir ouverts, ou les dilater vont directement



FIGURE 1.12 – Photographie de préformes de composition  $As_2S_3$  faites par usinage mécanique.

influer sur les caractéristiques de la fibre obtenue. Ainsi les diamètres de cœur et de gaine de la fibre vont être directement reliés à la vitesse de tirage et la géométrie initiale de la préforme.

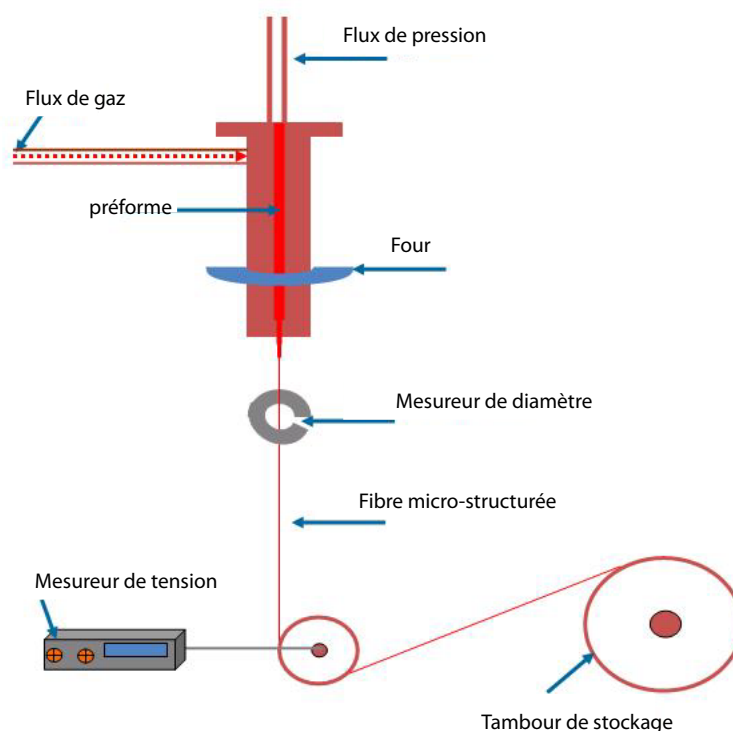


FIGURE 1.13 – Schéma de principe d'une tour de fibrage de fibres microstructurées chalcogénure

## 1.2.4 Propriétés

### 1.2.4.1 Atténuation linéique

Le diagramme visible sur la figure 1.14, présente une mesure d'atténuation d'une fibre monoincise  $As_2S_3$  de diamètre  $200 \mu\text{m}$  faite par Mohamed El Amraoui via l'utilisation d'un spectromètre Bruker Vector 22.

Cette caractérisation met en évidence un fond continu extrêmement faible, favorable à la propagation de la lumière sur la plage de longueurs d'ondes correspondantes. La présence de bandes d'absorption (ions SH et CS) sont un signe d'impuretés résiduelles. Ce simple diagramme permet de voir un des principaux atouts de ce type de fibre, la possibilité de travailler sur une très large gamme de longueurs d'ondes.

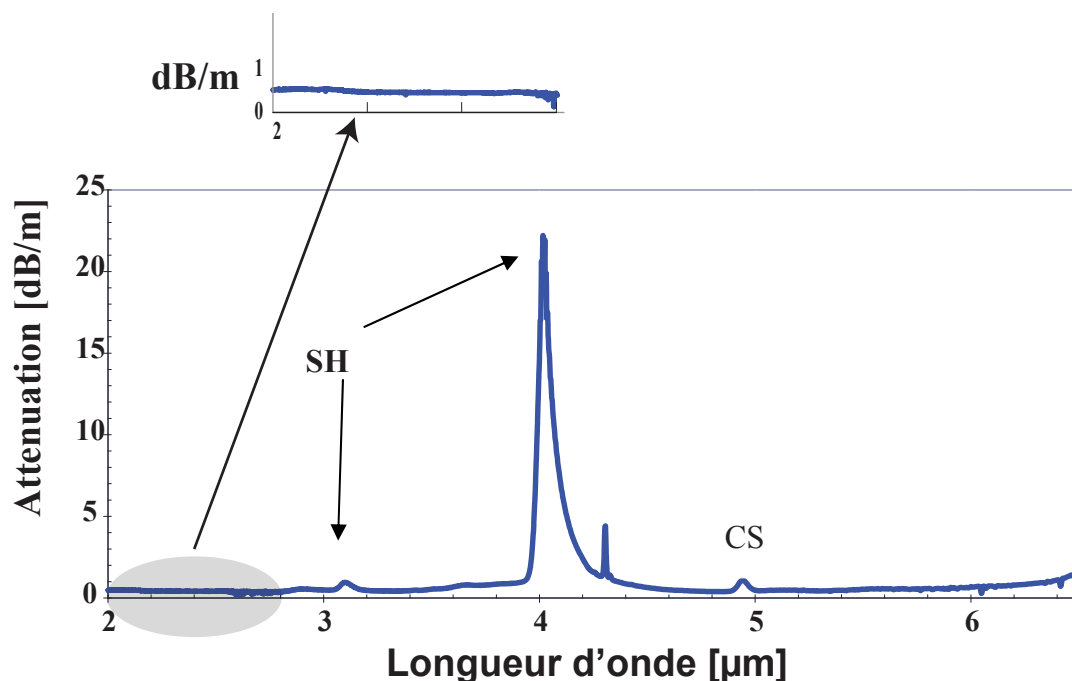


FIGURE 1.14 – Diagramme d'atténuation d'une fibre microstructurée chalcogénure  $AS_2S_3$ .

#### 1.2.4.2 Nature des pertes optiques

Les pertes optiques se mesurent par la méthode de 'cut-back' présentée section 3.4 du chapitre III. La nature de ces pertes peut être soit intrinsèque soit extrinsèque. Le tableau ci-dessous répertorie les diverses possibilités de leur provenance .

### 1.2.5 Applications

Comme cela a été explicité dans cette section, cette nouvelle génération de fibre optique à base de verres de chalcogénures présente un réel attrait par leur propriétés intrinsèques. Actuellement en phase de recherche, la mise en place de fibres microstructurées chalcogénures dans des systèmes commerciaux devraient faire son apparition dans les années à venir. Un grand nombre d'applications peuvent être envisagées, par exemple dans de l'infrarouge lointain pour des applications

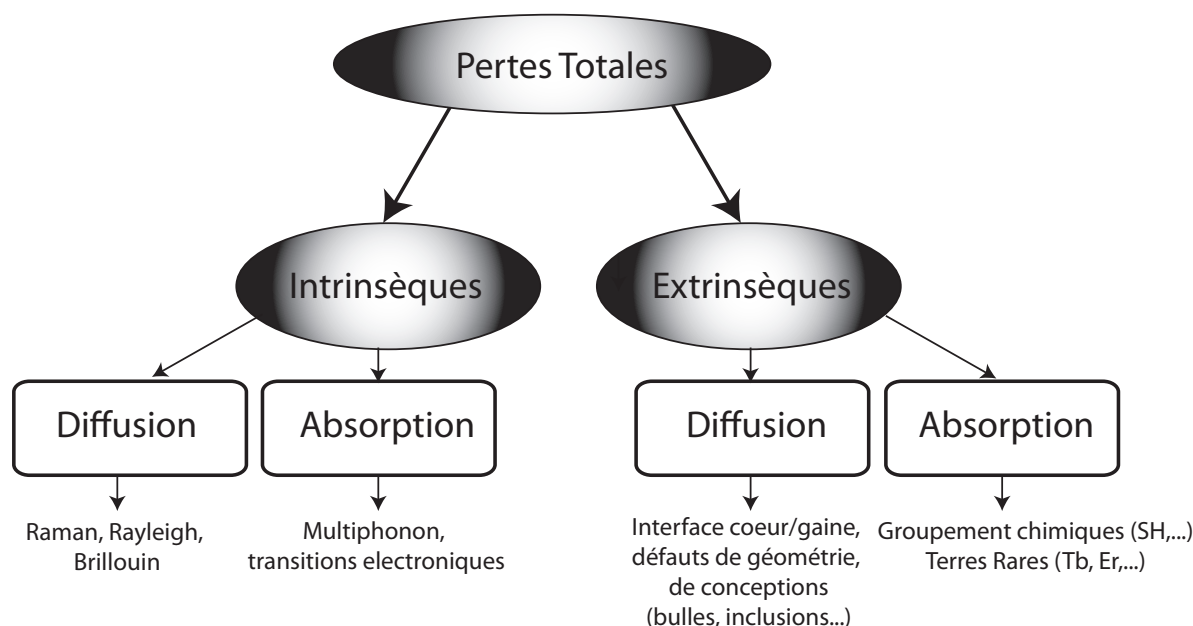


FIGURE 1.15 – Classement des différentes origines des pertes optiques pour les fibres microstructurées chalcogénures

militaires, ou encore en médecine et bien évidemment en télécommunication pour la génération de nouvelles sources optiques.

## 1.3 Effets linéaires dans les fibres optiques

### 1.3.1 Dispersion chromatique

Quand une onde électromagnétique se propage dans un matériau diélectrique, cette onde va interagir avec les électrons liés à ce matériau. Plus particulièrement, la dispersion chromatique montre que la réponse du matériau, et en particulier son indice de réfraction nommé  $n(\omega)$  dépend de la fréquence de l'onde incidente. Ainsi la vitesse de propagation d'une onde monochromatique dans un milieu d'indice  $n(\omega)$  est donnée par  $v = \frac{c}{n(\omega)}$ . Une impulsion composée d'une multitude de composantes spectrales se propageant au sein d'une même fibre subira un étalement temporel. Ce phénomène, non négligeable est un problème majeur dans un système de télécommunication car un chevauchement d'impulsions, soit de l'information à transmettre, peut se produire au bout de quelques kilomètres suivant les propriétés de la fibre optique (sa longueur de dispersion,  $L_D$  notion abordée ci-après).

De façon générale la dispersion chromatique est modélisée en développant en série de Taylor la constante de propagation  $\beta(\omega)$  au voisinage de la fréquence de la porteuse  $\omega_0$  [1]

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (1.6)$$



où les termes  $\beta_0$  et  $\beta_m$  se définissent par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \beta_0 = \beta(\omega_0) \\ \beta_m = \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad m=1,2,\dots \end{cases} \quad (1.7)$$

Le terme  $\beta_1$  représente la vitesse à laquelle l'énergie de l'impulsion se propage [1] :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \quad (1.8)$$

avec  $v_g$  la vitesse de groupe

Le coefficient  $\beta_2$ , nommé paramètre de dispersion d'ordre 2, traduit la dépendance de la vitesse de propagation de l'énergie par rapport à la fréquence de l'onde. Ce terme s'exprime en  $ps^2/km$  et est donné par [1]

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega} \quad (1.9)$$

Ce paramètre de dispersion d'ordre deux,  $\beta_2$  est directement relié au terme  $D$ , souvent utilisé en Télécommunication à la place de  $\beta_2$ , exprimé en  $ps.nm^{-1}.km^{-1}$  [1] .

$$D(\lambda) = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.10)$$

Cette équation 1.11 permet de comprendre le fait que le terme  $D$ , de dispersion soit le favori pour les fabricants de fibres optiques, car celui-ci prend directement en compte la largeur spectrale et la longueur de la fibre [1].

Une donnée importante est la longueur d'onde de dispersion nulle,  $\lambda_0$  ( $D(\lambda) = 0$ ), qui pour une fibre en silice à saut d'indice se situe autour de 1300 nm. Ainsi à cette longueur d'onde un signal optique ne subira pas de déformations liées à la dispersion chromatique, d'où le choix judicieux des longueurs d'ondes en télécommunication.

La dispersion du guide est essentiellement dépendante de la géométrie de celui-ci, et ne va modifier que légèrement la longueur d'onde de dispersion nulle.

Cette notion de dispersion nulle est très importante dans le sens où elle permet de définir la limite entre deux régimes de propagation représentés sur la figure 1.16. Le premier est qualifié de régime normal, avec  $D(\lambda) < 0$  ( $\beta_2 > 0$ ) et le second de régime anormal avec  $D(\lambda) > 0$  ( $\beta_2 < 0$ )

En jouant sur la nature de la géométrie de la fibre et sur sa composition, il est possible de modifier la position du zéro de dispersion, et même parfois d'en obtenir plusieurs. Ainsi suivant dans la zone de longueurs d'ondes dans laquelle le travail expérimental s'effectue, il va être possible de favoriser des phénomènes à d'autres. Le premier effet lié à la dispersion chromatique  $D(\lambda)$  est une déformation des impulsions au cours de leur propagation.

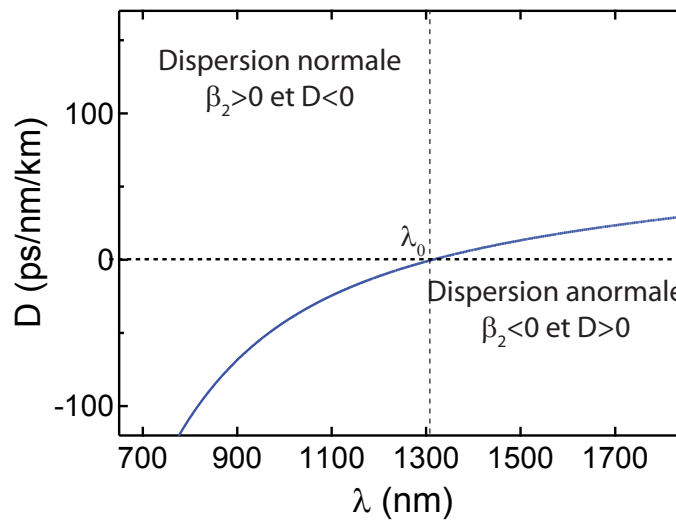


FIGURE 1.16 – Évolution de la dispersion chromatique au sein d'une fibre optique standard en fonction de la longueur d'onde : représentation de deux régimes de propagation, normal et anormal.

La notion de longueur de dispersion  $L_D$ , l'importante caractéristique du phénomène de dispersion, représente la distance à laquelle une impulsion à subir un élargissement de 2 est définie par :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.11)$$

avec  $T_0$  la largeur à mi-hauteur des impulsions considérées

La courbe représentée figure 1.17 [2] présente trois évolutions de courbe de dispersion chromatique pour trois types de fibres optiques : une fibre hautement non-linéaire (HNLF), une fibre monomode standard (SMF) et une fibre à cristaux photoniques (PCF). Cette illustration montre que la valeur du zéro de dispersion est propre à chaque fibre, notée  $ZDW$  (*Zero dispersion Wavelength*) sur le graphique.

Un second paramètre, nommé la pente de dispersion chromatique, ou dispersion d'ordre trois noté  $S$  s'exprime en  $\text{ps}/\text{nm}^2 \cdot \text{km}$  est également important pour la conception d'un système dédié au télécommunications à base d'impulsions courtes (picoseconde et sub-picoseconde), ou encore lorsque la dispersion d'ordre 2 est très faible. La pente de dispersion chromatique caractérise l'évolution de la dispersion chromatique vis à vis de la longueur d'onde de travail :

$$S(\lambda) = \frac{\partial D}{\partial \lambda} = \beta_3 \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 + \beta_2 \left( \frac{4\pi c}{\lambda^3} \right) \quad (1.12)$$

Contrairement à la dispersion d'ordre 2, la dispersion d'ordre 3 provoque une asymétrie des impulsions avec l'apparition d'oscillations sur un des fronts de celles-ci. L'ordre de grandeur de la pente de dispersion chromatique pour une fibre standard SMF28 est de  $0,07 \text{ps}/\text{nm}^2 \cdot \text{km}^1$ .

Une longueur caractéristique est également associée à la dispersion d'ordre 3, et joue un rôle important lorsque  $L_{D3} \geq L_D$ , soit pour une dispersion d'ordre deux faible ( ou une impulsion courte).

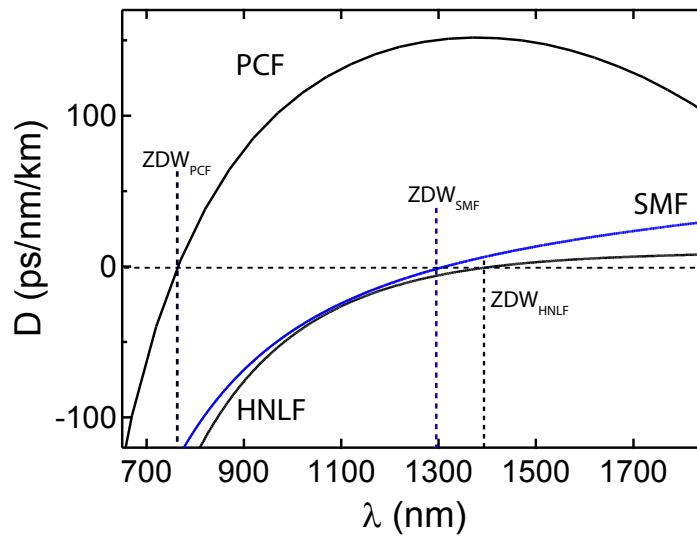


FIGURE 1.17 – Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde de travail pour trois types de fibres optiques : fibre à cristaux photonique (PCF), fibre hautement non-linéaire (HNLF) et fibre monomode standard (SMF) [2]. ZDW (Zero dispersion Wavelength) représente le zéro de dispersion de chacune de ces fibres.

$$L_{D3} = \frac{t_0^3}{|\beta_3|} \quad (1.13)$$

Dans la suite de ce chapitre vont être présentés les effets non-linéaires rencontrés lors de mes différentes expériences reportées dans ce manuscrit. Il sera mis en avant l'intérêt majeur de ces effets non-linéaires dans la conception de sources hautement cadencées, dans les fonctions optiques réalisées sans oublier leurs exacerbations dans des fibres micro-structurées chalcogénures. Ainsi il sera vu dans les chapitres de ce manuscrit des applications concrètes d'utilisations de ces effets non-linéaires présentés dans cette section ci-après.

## 1.4 Effets non-linéaires dans les fibres optiques

Les propriétés optiques d'un matériau découlent de l'interaction d'une onde avec la matière. Lorsqu'un champ électrique, associé à une onde lumineuse, est appliqué à la matière, les charges positives qui la constituent se déplacent suivant la direction du champ appliqué tandis que les charges négatives (électrons) se déplacent en sens inverse. Ayant une masse largement inférieure à celle des noyaux et selon l'approximation de Born-Oppenheimer qui considère les noyaux immobiles, seuls les électrons sont considérés en mouvement créant ainsi des dipôles dans le matériau oscillant dans le domaine des fréquences optiques ( $10^{13}$  à  $10^{17}$  Hz). Il s'agit ainsi d'un phénomène de polarisation induite microscopique.

Lorsque de faibles intensités sont en contact avec le matériau, la polarisation du matériau induite est proportionnelle à l'amplitude du champ extérieur, considérant alors comme linéaire la réponse optique du matériau.

Par contre si une onde lumineuse est beaucoup plus intense, une distorsion du signal va être causée de par son aspect non-linéaire. Ce phénomène est représenté sur la figure 1.18. Il s'agit d'un phénomène de génération d'harmoniques aux fréquences  $\omega_0, 2\omega_0, 3\omega_0 \dots$  [16].

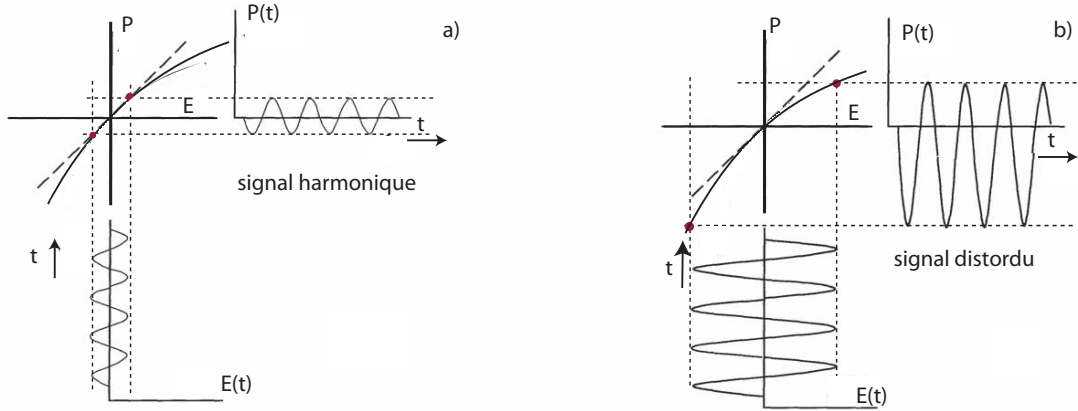


FIGURE 1.18 – Effets de la relation non-linéaire entre polarisation  $P$  et le champ électrique oscillant  $E$  (fréquence  $\omega_0$ ). (a) Lorsque le champ électrique incident est faible, la polarisation  $P$  est une fonction linéaire de  $E$ . (b) Lorsque le champ électrique incident est intense, la polarisation présente une forme distordue contenant plusieurs harmoniques de  $\omega_0$ . [16]

Le terme de polarisation du matériau en fonction du champ électrique appliqué se définit par

$$P_i = \varepsilon_0 \left[ \underbrace{\chi_{i,j}^{(1)} E_j}_{\text{ordre 1 : linéaire}} + \underbrace{\chi_{i,j,k}^{(2)} E_j E_k}_{\text{ordre 2 : non-linéaire}} + \underbrace{\chi_{i,j,k,m}^{(3)} E_j E_k E_m}_{\text{ordre 3 : non-linéaire}} + \underbrace{\chi_{i,j,k,m,l}^{(4)} E_j E_k E_m E_l}_{\text{ordre 4 : non-linéaire}} + \dots \right] \quad (1.14)$$

où  $\chi^{(n)}$  est le tenseur de susceptibilité diélectrique d'ordre  $n$  et  $\varepsilon_0$  est la constante de permittivité dans le vide.

D'après l'équation 1.14 il apparaît différents termes qualifiés d'ordres de susceptibilité 1,2,3... Ces différentes susceptibilités correspondent par exemple à une réfraction pour l'ordre 1, à un doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire pour l'ordre 2, ou encore l'effet Kerr optique qui résulte du 3ème ordre de susceptibilité.

Remarque : Dans les fibres optiques, milieu possédant la symétrie d'inversion la susceptibilité non-linéaire d'ordre deux est nulle, la susceptibilité d'ordre trois est ainsi la susceptibilité la plus basse.

L'équation 1.14 peut se mettre sous la forme suivante, mettant ainsi en évidence les contributions linéaires et non-linéaires du milieu [1, 17].

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \left[ \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} \right] E \quad (1.15)$$

$\varepsilon_{NL}$  est la contribution non-linéaire de la constante diélectrique du matériau. Elle est définie par l'équation qui suit :

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4}\chi^{(3)}|E|^2 \quad (1.16)$$

Via les équations de Maxwell, l'indice de réfraction et la polarisation sont liés avec

$$D = n^2|E| = \varepsilon_0|E| + P \quad (1.17)$$

L'indice de réfraction  $n$ , à une pulsation donnée est décrit par

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = [n_0 + \Delta n_{NL}]^2 \quad (1.18)$$

Sachant que l'indice de réfraction non-linéaire est plus petit que l'indice de réfraction linéaire, l'approximation suivante peut-être faite [1, 17]

$$n^2 \cong n_0^2 + 2n_0\Delta n_{NL} \quad (1.19)$$

en posant

$$n_0^2 = 1 + \chi^{(1)} \quad (1.20)$$

d'où

$$\varepsilon_{NL} \cong 2n_0\Delta n_{NL} \quad (1.21)$$

soit

$$\Delta n_{NL} = \frac{\varepsilon_{NL}}{2n_0} = \frac{3}{8n_0}\chi^{(3)}|E|^2 = n_2|E|^2 \quad (1.22)$$

$n_2$  représente l'indice de réfraction non-linéaire. À une pulsation donnée ( $\omega$ ), l'indice de réfraction s'écrit donc

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)|E|^2 \quad (1.23)$$

Cette équation montre clairement que la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance de l'indice de réfraction vis à vis de la fréquence, tandis que la partie non-linéaire présente une dépendance vis à vis de l'intensité du signal  $I \cong |E|^2$ . Ce phénomène est appelé **effet Kerr optique**. L'intensité de l'onde est donnée par

$$I = \frac{1}{2}\varepsilon_0cn_0|E|^2 = \alpha|E|^2 \quad (1.24)$$

avec  $\alpha = \frac{1}{2}\varepsilon_0cn_0$

**Ordre de grandeur** : Pour une fibre optique SMF28 la valeur de l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  est de l'ordre de  $2,6 \cdot 10^{-20} (m^2/W)$  [1]. Sachant que l'intensité maximale supportée par

les fibres optiques silice est de  $3 \text{ GW/cm}^2$ , si une onde est injectée avec une intensité de  $2 \text{ GW/cm}^2$  équivalent à  $2 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^2$  cela donne lieu à un  $\Delta n_{NL}$  de  $5,2 \cdot 10^{-7}$ , restant très faible devant l'indice de réfraction  $n_0$  de la silice (1,45).

Cette dépendance de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité lumineuse est responsable d'un grand nombre d'effets non-linéaires qu'une onde lumineuse peut rencontrer lors de sa propagation dans une fibre optique par exemple. Dans la suite de ce chapitre vont être détaillés ces différents effets rencontrés lors de mes expériences.

### 1.4.1 Équation non-linéaire de Schrödinger (NLS)

Le champ électrique  $E(t)$  d'une impulsion lumineuse suivant la direction  $z$ , d'enveloppe  $A(z, t)$ , de fréquence de porteuse  $\omega_0$  et de constante de propagation  $\beta_0$  est donné par :

$$E(z,t) = A(z,t)\exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] \quad (1.25)$$

L'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS) décrit l'évolution du champ électrique  $E(t)$  d'une impulsion lumineuse, subissant l'influence des effets linéaires et non-linéaires au sein d'une fibre optique. Étant donné que la fibre optique présente une non-linéarité Kerr, cela implique une variation lente de l'enveloppe  $A(z, t)$  de l'impulsion par rapport aux variations spatiales et temporelles de la porteuse  $\omega_0$ . L'expression de ENLS est la suivante

$$i\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma|A|^2A = 0 \quad (1.26)$$

avec  $\gamma$  le coefficient non-linéaire Kerr en  $\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{A_{eff}} \quad (1.27)$$

$A_{eff}$  représentant l'aire effective de la fibre. Plus  $A_{eff}$  sera faible, plus la non-linéarité du milieu sera importante, ce qui est le cas dans des cristaux photoniques.

Cette équation bien connue, est issue du développement des équations de Maxwell, le détail de ce développement peut-être consulté dans ces deux références [1, 17], il ne sera donc pas redéveloppé dans ce manuscrit.

Cette équation 1.26 est de la forme la plus simple rencontrée dans la littérature [1, 17], elle ne tient compte ni des pertes du milieu, ni des non-linéarités d'ordres supérieurs ou encore des termes de dispersion. À la fin de ce chapitre sera présentée ENLS généralisée tenant compte de ces différents termes.

Cette équation permet la compréhension d'un grand nombre de phénomènes subit par une impulsion lumineuse au cours de sa propagation dans une fibre optique. Grâce à une méthode dite méthode de Fourier à pas divisé [1] il est possible de résoudre numériquement ENLS en considérant deux régimes de propagation distincts : un régime linéaire et un régime non-linéaire. L'évolution de l'impulsion lumineuse au cours de sa propagation peut alors être déterminée. Cette méthode a été utilisée pour la majorité des mes simulations présentées dans ce manuscrit.

### 1.4.2 Auto-modulation de phase (SPM)

Une des applications les plus directes de l'effet Kerr optique au sein d'une fibre optique est le phénomène d'auto-modulation de phase. Si un champ intense se propage au sein d'une fibre optique de longueur  $L$ , alors celui-ci va subir un déphasage non-linéaire proportionnel à l'intensité du champ, via une modification locale de l'indice de réfraction vu par l'onde. Ce déphasage est qualifié d'auto induit, augmentant linéairement avec la distance de propagation, et est maximal au centre de l'impulsion. Son expression est donnée par l'équation suivante (quelque soit la nature de l'impulsion) :

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} IL = \gamma(\omega_0) P_c L \quad (1.28)$$

avec  $I$  l'intensité du champ,  $P_c$  la puissance crête correspondante et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire Kerr de la fibre optique considérée. Le phénomène d'auto-modulation de phase va ainsi modifier le profil spectral de l'impulsion via une modification temporelle de sa phase non-linéaire et donc de sa fréquence instantanée. Cette modification est issue de la génération de photons de fréquences inférieures à celle de la porteuse ( $\omega_0$ ) au niveau du front montant de l'impulsion lumineuse et de fréquences supérieures à  $\omega_0$  sur le front descendant de l'impulsion. L'impulsion subit un glissement de fréquence plus communément appelé 'Chirp', illustré sur la figure 1.19. Le 'chirp' est défini par :

$$\partial\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial t} = -\gamma(\omega_0) PL \quad (1.29)$$

De cela en résulte une longueur caractéristique, de même que cela a été vu lors de la présentation du phénomène de dispersion section 1.3.1, nommée  $L_{NL}$  représentant la longueur de propagation pour laquelle les effets non-linéaires deviennent dominants par rapport aux effets dispersifs :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma(\omega_0) P} \quad (1.30)$$

Comme cela vient d'être démontré, le processus d'automodulation de phase provoque un élargissement spectral de l'impulsion optique au cours de sa propagation. Lorsque cet effet de SPM se produit dans un milieu ayant un régime de dispersion normal ou anormal cela donne lieu à de nouveaux effets décrits ci-après tels que l'élargissement temporel des impulsions de façon rapide ou encore une compression des impulsions.

Si le processus de SPM est combiné à un régime de dispersion anormal ( $\beta_2 < 0$ ,  $D > 0$ ) cela implique que les grandes longueurs d'ondes vont se propager moins vite que les plus petites. Illustration de ce phénomène par la courbe bleue de la figure 1.20. La combinaison de ces deux effets peut mener à une compression temporelle de l'impulsion pouvant mener à une impulsion solitonique.

Mais si le processus de SPM est combiné cette fois-ci à un régime de dispersion normal ( $\beta_2 > 0$ ,  $D < 0$ ) alors les grandes longueurs d'ondes vont se propager plus vite que les plus petites.

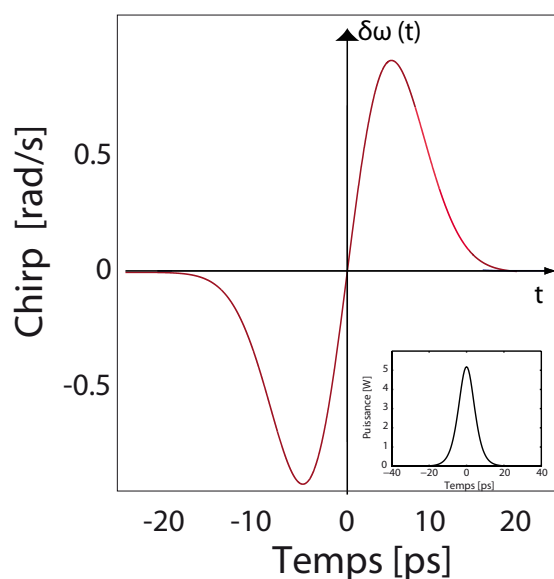


FIGURE 1.19 – Illustration du chirp d'une impulsion gaussienne dû au phénomène d'automodulation de phase au sein d'une fibre optique. insert : profil temporel de l'impulsion gaussienne de départ

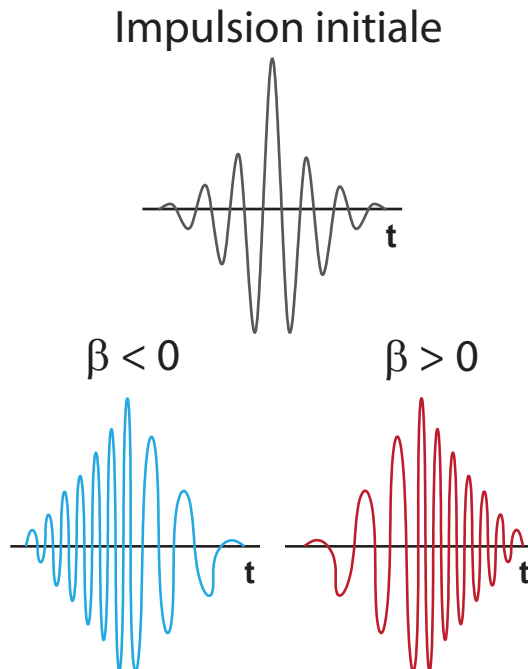


FIGURE 1.20 – Illustration de l'interaction des phénomènes de dispersion et de SPM au sein d'une fibre optique. Évolution du 'chirp' d'une impulsion optique 'chirpée' lors de sa propagation dans une fibre à dispersion normale (**trace bleue**) et anormale (**trace rouge**).



Illustration de ce phénomène visible par la courbe rouge de la figure 1.20. La somme de ces deux effets va mener à un élargissement temporel des impulsions.

### 1.4.3 Impulsion solitonique

L'utilisation de soliton pour transporter des informations via une fibre optique a été proposée en 1973 par Hasegawa et Tappert [18]. Ce type d'impulsion est attrayante par sa robustesse durant sa propagation. Le soliton fondamental d'ordre 1 ( $N=1$ ) est issu d'un parfait équilibre entre la non-linéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion d'ordre 2 au sein de la fibre [18]. Grâce à l'annulation effective des effets dispersif et non-linéaire, l'impulsion solitonique peut se propager, en l'absence de pertes, sans déformation au sein de la fibre [1, 17, 19]. Cette impulsion est donnée sous la forme d'une sécante hyperbolique [1, 17, 19]

$$A(z, t) = N \sqrt{P_0} \left( \frac{1}{t_0} \right) \exp \left[ \frac{IP_0 z}{2\gamma} \right] \quad (1.31)$$

ou  $P_0$  est la puissance crête initiale,  $N$  est l'ordre soliton donné par l'équation 1.35 et  $t_0$  représente la largeur à  $1/e$  de l'impulsion reliée à sa largeur à mi-hauteur par l'équation ??

$$N = \sqrt{\frac{\gamma P_0 t_0^2}{|\beta_2|^2}} \quad (1.32)$$

$$FWHM = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) t_0 \cong 1,763 t_0 \quad (1.33)$$

La notion de soliton d'ordre supérieur est donnée lorsque  $N$  est supérieur à 1, celui-ci ne va plus se propager identiquement à lui-même quel que soit la distance, mais aura un comportement périodique associée à une longueur caractéristique.

Cette longueur caractéristique  $z_0$ , nommé période du soliton, [1] à laquelle l'impulsion retrouve sa forme initiale de façon périodique se nomme longueur spatiale.

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_{NL} = \frac{\pi}{2} L_d = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|^2} \quad (1.34)$$

**Type de soliton** : Deux configurations de propagation de soliton sont possibles :

Lorsque  $\beta_2 < 0$ , cas d'un régime de dispersion chromatique anormal, il peut exister des solitons qualifiés de brillant, le 'chirp' induit par la dispersion de la fibre s'annule exactement avec celui induit par les effets non linéaires.

Lorsque  $\beta_2 > 0$ , cas d'un régime de dispersion normal il peut exister des solitons qualifiés de noirs, qui se propagent comme des impulsions de luminosité atténuée sur un fond de luminosité intense.

### 1.4.4 Instabilité modulationnelle (IM)

L'instabilité modulationnelle est un phénomène non-linéaire qui consiste en la croissance d'une modulation (structure périodique au départ d'une perturbation) superposée à un signal continu (ou

quasi continu). L'amplification de cette modulation étant due à la conjonction d'une non-linéarité de type Kerr et de la dispersion du milieu. Lorsque l'évolution du champ est décrite par l'équation de propagation non-linéaire de Schrödinger 1.26, l'instabilité modulationnelle au sein d'une fibre optique peut avoir lieu dans le régime de dispersion anormal, mais également dans un régime de dispersion normal avec un pompage proche du zéro de dispersion associé à des conditions sur les coefficients de dispersion d'ordres supérieurs [1, 17]. En effet, en régime de dispersion normal, les effets conjugués de la non-linéarité et de la dispersion tendent à stabiliser l'onde continue [1, 17, 20]. Il existe cependant un cas où il est possible d'obtenir le processus d'IM, lorsque le pompage s'effectue proche du zéro de dispersion de la fibre (avec des conditions sur les ordres de dispersion supérieurs).

Dans le cas d'un régime de dispersion anormal, l'expression du gain analytique de l'instabilité modulationnelle en puissance, appelé également taux de croissance d'instabilité en fonction de la fréquence angulaire  $\Omega$ , est obtenue via une étude de stabilité linéaire d'une onde continue (ou quasi continue), de puissance  $P$ , injectée dans l'équation de propagation 1.26 [1, 17, 20] :

$$g(\Omega) = 4\pi^2 |\beta_2 \Omega| \sqrt{(\Omega_c^2 - \Omega^2)} \quad (1.35)$$

avec  $\Omega_c$ , la fréquence angulaire maximale

$$\Omega_c = \sqrt{\frac{4\gamma P}{|\beta_2|}} \quad (1.36)$$

De ces deux équations peuvent être déduites les valeurs de la fréquence optimale  $\Omega_{opt}$  et du gain maximal  $g_{max}$ .

$$\begin{cases} \Omega_{opt} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P}{|\beta_2|}} \\ g_{max} = 2\gamma P \end{cases} \quad (1.37)$$

Le processus d'instabilité modulationnelle peut être qualifié de spontané lorsque la perturbation provient d'un bruit quantique. L'onde incidente va ainsi être modulée en intensité d'une période  $T = \frac{2\pi}{\Omega_{opt}}$

Au contraire, quand une onde décalée d'une fréquence comprise entre les valeurs 0 et  $\Omega_c$ , par rapport à la fréquence de la porteuse, est injectée avec celle-ci, il s'agit d'instabilité modulationnelle induite.

Le spectre optique résultant du processus d'instabilité modulationnelle au sein de la fibre optique possédera deux bandes latérales symétriques par rapport à la fréquence de l'onde porteuse. Une étude expérimentale faite au sein d'une fibre hautement non-linéaire de dispersion anormale, représentée sur la figure 1.4.4 illustre parfaitement la symétrie. De plus, cette étude présente l'évolution de ces deux bandes latérales en fonction de la puissance de l'onde continue injectée au sein de la fibre, pour des puissances variant respectivement de bas en haut, de 450 mW à 1 W.

Par cette illustration, il est visible que le contrôle de la position des bandes latérales ainsi que de la fréquence de modulation est possible, via la valeur de la puissance de l'onde incidente et la connaissance des paramètres de la fibre optique utilisée.

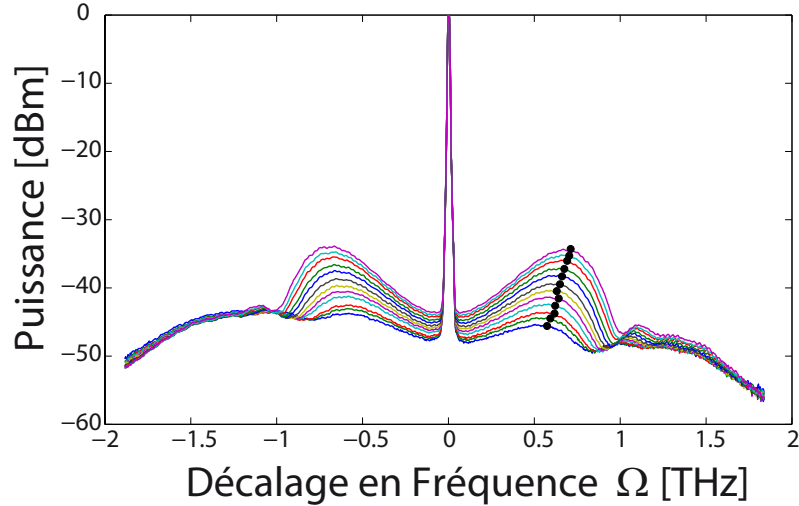


FIGURE 1.21 – Illustration de l'évolution du processus d'instabilité modulationnelle au sein d'une fibre hautement non-linéaire (HNLF) pour des puissances de l'onde continue variant de 450 mW à 1 W. Les valeurs théoriques du gain maximal pour chaque puissance est donné par les points noirs.

#### 1.4.5 Mélange à quatre ondes (FWM)

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire de troisième ordre généré, comme l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée, par la dépendance de l'indice de réfraction des fibres avec l'intensité.

Le processus de mélange à quatre ondes est issu de l'interaction de plusieurs ondes (2, 3 voir plus) initiales dans un milieu diélectrique générant ainsi des nouvelles fréquences dites 'Stokes' et 'anti-Stokes'.

Lorsque les ondes incidentes, ou pompes ont la même fréquence, cela correspond à un mélange à quatre ondes dégénéré ( $\omega_1 = \omega_2$ ) et inversement c'est de mélange à quatre ondes non-dégénéré ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ) qu'il s'agit lorsque les ondes pompes ne sont pas de fréquences identiques (figure 1.22).

Dans le cas de deux ondes intenses  $E_1(\omega_1)$  et  $E_2(\omega_2)$ , de même état de polarisation se propageant dans un milieu Kerr, le champ électrique résultant s'écrit de la façon suivante

$$E_{tot} = E_1(\omega_1) + E_2(\omega_2) \quad (1.38)$$

Lorsque la différence de fréquences entre les deux ondes est petite devant la fréquence centrale ( $|\omega_2 - \omega_1| \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ) la polarisation non-linéaire est [1, 17, 21].

$$P_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E_{tot}|^2 E_{tot} \quad (1.39)$$

La susceptibilité de troisième ordre  $\chi^{(3)}$  est supposée indépendante des fréquences lasers à l'échelle  $|\omega_2 - \omega_1|$ . En remplaçant  $E_{tot}$  dans cette équation cela donne

$$P_{NL} = 2n_0n_2\varepsilon_0 \left[ \left[ \underbrace{|E_1|^2}_{\text{effet Kerr de } \omega_1} + \underbrace{2|E_2|^2}_{\text{effet Kerr croisé}} \right] E_1 + \left[ \underbrace{|E_2|^2}_{\text{effet Kerr de } \omega_2} + \underbrace{2|E_1|^2}_{\text{effet Kerr croisé}} \right] E_2 + \underbrace{E_1^2 E_2^* + E_1^* E_2^2}_{\text{nouvelles fréquences}} \right] \quad (1.40)$$

Les termes nommés par les accolades d'effet Kerr et effet Kerr croisé correspondent à la modification de l'indice de réfraction vu par une des deux ondes  $\omega_1$  ou  $\omega_2$  due à la présence de l'autre, avec  $n = n(\omega_{1ou2}|E_1|^2|E_2|^2)$ .

Les termes nommés par la dernière accolade, nouvelles fréquences sont les termes de mélange à quatre ondes, correspondant à la génération de deux nouvelles ondes de fréquences  $2\omega_1 - \omega_2$  et  $2\omega_2 - \omega_1$  comme cela est représenté sur la figure 1.22 . Ces ondes sont respectivement appelées ondes Stokes  $\omega_s$  et ondes anti-Stokes  $\omega_a$ .

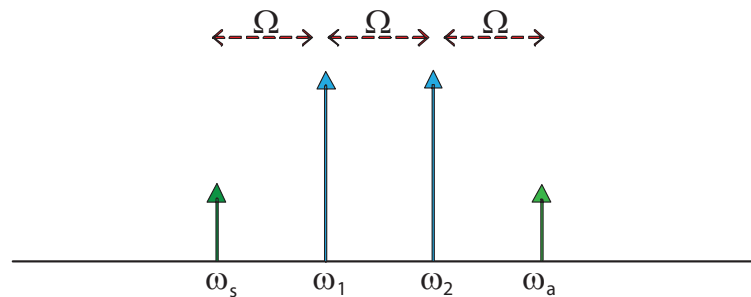


FIGURE 1.22 – Illustration du spectre correspondant au processus de mélange à quatre ondes dans le cas dégénéré avec  $\Omega = \omega_2 - \omega_1$

### 1.4.6 La diffusion de la lumière

Les phénomènes de diffusion de la lumière par un milieu de propagation dans une direction donnée représentent la somme des amplitudes diffusées par chacun des éléments du volume dans cette même direction. Dans le cas d'un milieu totalement homogène cette somme est nulle.

Ainsi, une grande différence apparaît entre les effets non-linéaires décrits précédemment et le phénomène de diffusion, les diffusions impliquent un changement d'état du milieu de propagation. En effet, de par les inhomogénéités de ce milieu, des fluctuations de densité sont générées, responsables des différents types de diffusions schématisées sur la figure 1.23.

La diffusion de Rayleigh est une diffusion dite 'élastique' du fait que l'indice de réfraction du milieu subisse des variations aléatoires et rapides dans toutes les directions, mais sans provoquer

de changement de fréquences, un simple élargissement du spectre initial est à noter [1, 22].

D'autres sortes de diffusions, qualifiées 'd'inélastiques' sont dues aux vibrations des particules du milieu considéré. C'est de diffusion Raman qu'il s'agit lorsque ces vibrations sont indépendantes les unes des autres, mais lorsqu'elles sont liées entre elles, l'effet de diffusion Brillouin est évoqué [1, 22].

Le décalage fréquentiel introduit par ces deux diffusions peut-être positif ou négatif, respectivement qualifié d'onde Stokes et Anti-Stokes.

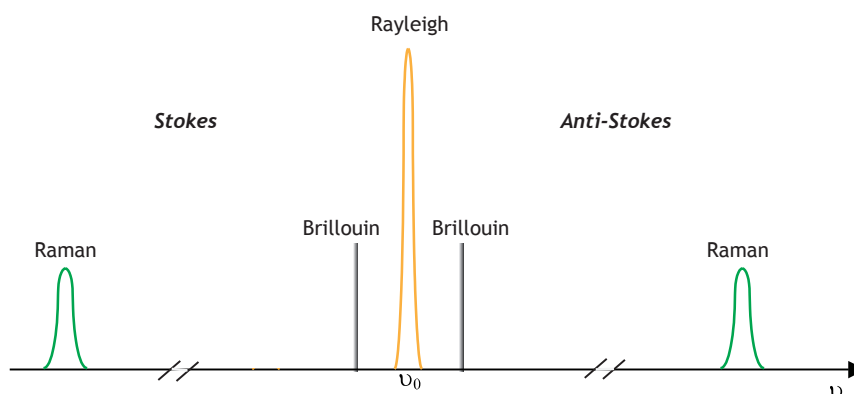


FIGURE 1.23 – Représentation fréquentielle conventionnelle des diffusions spontanées générées dans un milieu diffusant.

Ces diffusions 'inélastiques' vont être détaillées à la suite de ce paragraphe.

### 1.4.7 Diffusion Brillouin Stimulée (SBS)

La diffusion Brillouin stimulée ('SBS' pour Stimulated Brillouin Scattering) trouve son origine dans l'interaction entre une onde pompe et une onde acoustique (agitation thermique des phonons). Cette interaction crée une onde Stokes à une fréquence inférieure à la fréquence de pompe se propageant dans le sens opposé à celle-ci [1, 17]. La diffusion Brillouin stimulée peut-être considérée comme un transfert d'énergie du signal de pompe vers des fréquences inférieures. Ceci peut constituer une limitation des systèmes de transmission (en présence de puissances importantes) mais peut aussi être utilisé dans des nombreuses applications telles que les lasers et amplificateurs à effet Brillouin.

La figure 1.24 illustre le processus de diffusion Brillouin stimulée au sein d'une fibre optique standard. Le décalage fréquentiel de l'onde Stokes par rapport à la pompe ( $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ) est de 11 GHz. La largeur spectrale de la raie Brillouin est de quelques dizaines de MHz.

L'illustration 1.25 représente la génération d'une onde Stokes par diffusion Brillouin au sein d'un milieu diffusant. Le vecteur d'onde de la composante Stokes  $\vec{k}_s$  et sa pulsation prennent les

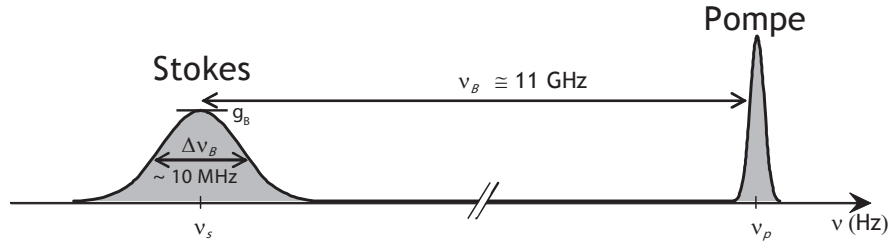


FIGURE 1.24 – Illustration du phénomène de diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique standard SMF28. Représentation de l'onde pompe et Stokes associées aux valeurs de fréquences mises en jeu dans ce processus.

valeurs suivantes :

$$\begin{cases} \omega_s = \omega_p - \omega_a \\ \vec{k}_s = \vec{k}_p - \vec{k}_a \end{cases} \quad (1.41)$$

avec  $|\vec{k}_a| = \frac{2\pi n}{\lambda_a}$ ,  $|\vec{k}_p| = \frac{2\pi n}{\lambda_p}$ ,  $|\vec{k}_s| = \frac{2\pi n}{\lambda_s}$

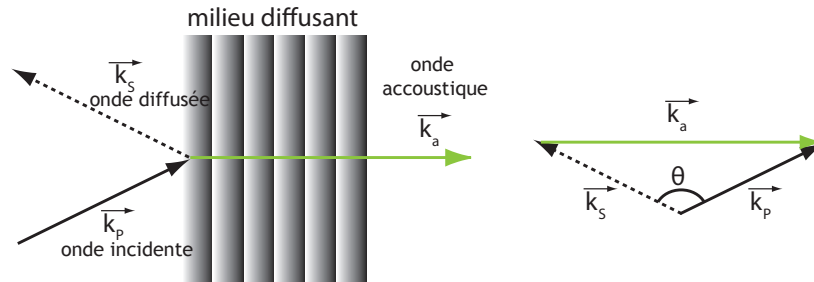


FIGURE 1.25 – Illustration de la génération d'une composante Stokes par diffusion Brillouin.

Il est important de noter que les ondes acoustiques qui satisfont ces équations 1.41 ont des directions de propagation et des fréquences différentes. De ce fait, la fréquence optique de la composante Stokes va dépendre de l'angle  $\theta$  (schéma de la figure 1.25) entre les directions de propagation de l'onde incidente et acoustique.

En se plaçant dans le cas d'une propagation au sein d'une fibre optique, la lumière ne peut alors être guidée que dans deux directions : co-propagative et contra-propagative. L'angle  $\theta$  ne pourra donc prendre que deux valeurs  $0^\circ$  ou  $180^\circ$ . Une des valeurs significatives de cette diffusion est la notion de décalage fréquentiel Brillouin noté  $\nu_B$ . Celui-ci va être maximum lorsque l'onde Stokes sera qualifiée de rétrodiffusée ( $\theta = 180^\circ$ ) et sera nul lorsque l'onde Stokes sera co-propagative ( $\theta = 0^\circ$ ). Le décalage fréquentiel dans le cas d'une onde Stokes Brillouin rétrodiffusée est donné par l'équation suivante :

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n\nu_a}{\lambda_p} \quad (1.42)$$

où  $\lambda_p$  est la longueur d'onde de la pompe et  $\nu_a$ , la fréquence optique de l'onde acoustique.

Dans le cas d'une fibre optique silice, illustration de ce phénomène sur la figure 1.24, le décalage fréquentiel est estimé autour de 11 GHz [1].

Le gain Brillouin,  $g_B$  caractérise la croissance de l'onde Stokes (visible sur le schéma 1.24). Sa valeur sera maximale lorsque la résonance sera atteinte ( $\nu_p = \nu_B$ ). En supposant que l'onde acoustique subit un amortissement de type exponentiel, cela implique que le spectre spontané du gain Brillouin (dans un milieu homogène) soit une Lorentzienne.

Le processus de diffusion Brillouin stimulée ne peut se produire qu'au delà d'une valeur communément appelée, seuil Brillouin,  $P_{th}$ . Au delà de cette valeur, une grande partie de la puissance de pompe va être transférée à l'onde Stokes Brillouin (contra-propagative), voyant ainsi son intensité augmentée de manière exponentielle. La valeur du seuil Brillouin est définie par :

$$P_{th} = \frac{21KA_{eff}}{g_B\nu_B L_{eff}} \left( 1 + \frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_B} \right) \quad (1.43)$$

ou  $g_B$  est le gain Brillouin,  $\Delta\nu_p$  et  $\Delta\nu_B$  sont respectivement les largeurs des raies de la pompe et de l'onde Stokes, et  $L_{eff}$  et  $A_{eff}$  sont respectivement la longueur effective et l'aire effective de la fibre optique. La constante K dépend de la polarisation des ondes pompe et Stokes. Sa valeur est de 1 dans le cas d'une fibre à maintien de polarisations, et de 3/2 dans le cas d'une fibre optique standard quand le processus de diffusion Brillouin stimulée débute du bruit [23].

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)](m) \quad (1.44)$$

avec  $\alpha$ , le coefficient de pertes de la fibre optique en  $m^{-1}$  et L la longueur de la fibre en m. Dans le cas d'une fibre optique standard la valeur du gain Brillouin de  $5.10^{-11}m/W$  [1].

Nota Bene : Lorsque la largeur spectrale de la source est plus fine que la largeur spectrale de la raie Brillouin, le terme  $\frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_B}$  de l'équation 1.43 sera négligé [24].

Côté expérimental, le seuil Brillouin est déterminé par la valeur de la puissance injectée lorsque la puissance transmise et la puissance rétrodiffusée sont égales [25].

La figure 1.26 représente le spectre expérimental obtenu en entrée d'une fibre chalcogénure microstructurée GeSbS2 de 2 m de long issue d'une étude présentée dans le chapitre III de ce manuscrit. L'onde Stokes Brillouin est parfaitement visible au niveau des basses fréquences. Elle est décalée de 8,5 GHz par rapport à la fréquence de la pompe.

Une grande partie de l'intensité de la pompe a été transférée à l'onde Stokes, limitant ainsi l'intensité disponible en sortie de fibre et pouvant endommager le matériel expérimental à son entrée. Cet exemple présente alors les risques et les problèmes pouvant être causés par ce processus de diffusion Brillouin. Il est donc très important de s'assurer de sa présence ou non lorsqu'un montage expérimental ou un système industriel est envisagé.

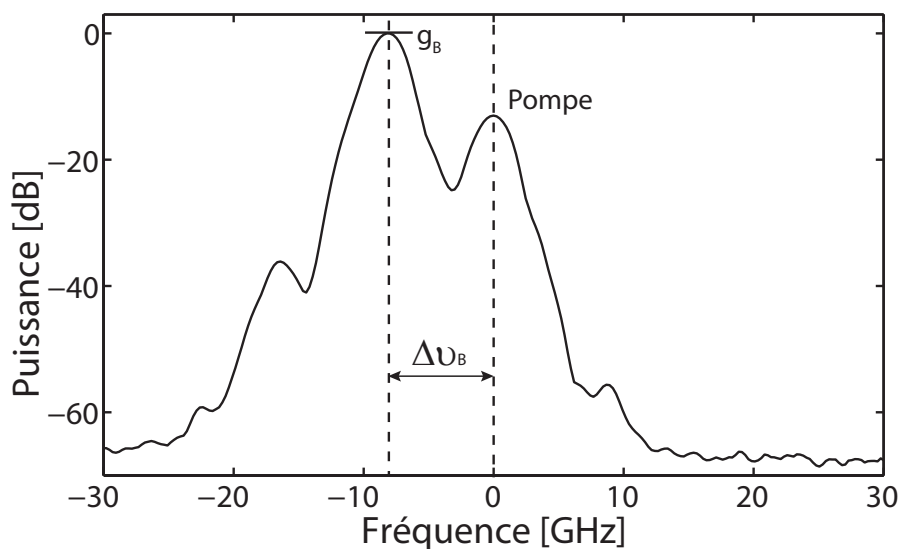


FIGURE 1.26 – Spectre expérimental d'une rétrodiffusion Brillouin dans une fibre chalcogénure microstructurée GeSbS2 de 2 m de long.

### 1.4.8 Diffusion Raman Stimulée (SRS)

Le processus de diffusion Raman stimulée ('SRS' pour Stimulated Raman Scattering) est un phénomène provenant de l'interaction entre une onde optique et les vibrations des molécules du matériau dans lequel l'onde optique se propage.

Cette diffusion peut être considérée comme similaire à la diffusion Brillouin stimulée dans le sens où elle se manifeste à travers la génération d'une onde Stokes décalée vers les basses fréquences. Cependant, les deux diffusions diffèrent considérablement au niveau des ordres de grandeurs de la fréquence de décalage, la puissance de seuil, la valeur du gain et la largeur de raie.

Les figures 1.27, illustrent le processus de diffusion Raman stimulée au sein d'une fibre optique silice. La figure 1.27.a représente les transitions énergétiques à la base de la diffusion Raman stimulée. Le niveau  $E'$  est un niveau virtuel, sa durée de vie est ultra-courte (de l'ordre de la ps) faisant de ce processus de diffusion un phénomène non résonnant.

Les niveaux  $E_x$  sont des niveaux de rotation/vibration des molécules, il y a donc aucun porteur de charge électrique mis en jeu dans le phénomène de diffusion Raman stimulée. D'un point de vue quantique, illustration visible sur la figure 1.27.b, un photon pompe est converti en un second photon signal qui est l'exacte réplique du photon signal incident, l'énergie perdue produit un phonon optique.

Ainsi le photon signal initial est multiplié, faisant ainsi croître l'onde Stokes via un transfert d'énergie issue de la pompe [26, 27], de là un processus en cascade est généré donnant lieu à un effet exponentiel.

La figure 1.28 illustre le spectre de gain Raman dans une fibre silice pour une longueur d'onde de pompe de 1450 nm [28, 29]. Plusieurs choses sont à noter sur cette illustration. La première est la présence d'un spectre de gain Raman très large, environ 20 THz soit 100 nm, dû à la nature amorphe du verre [30]. Ceci impose des différences d'énergies vibrationnelles entre les molécules.



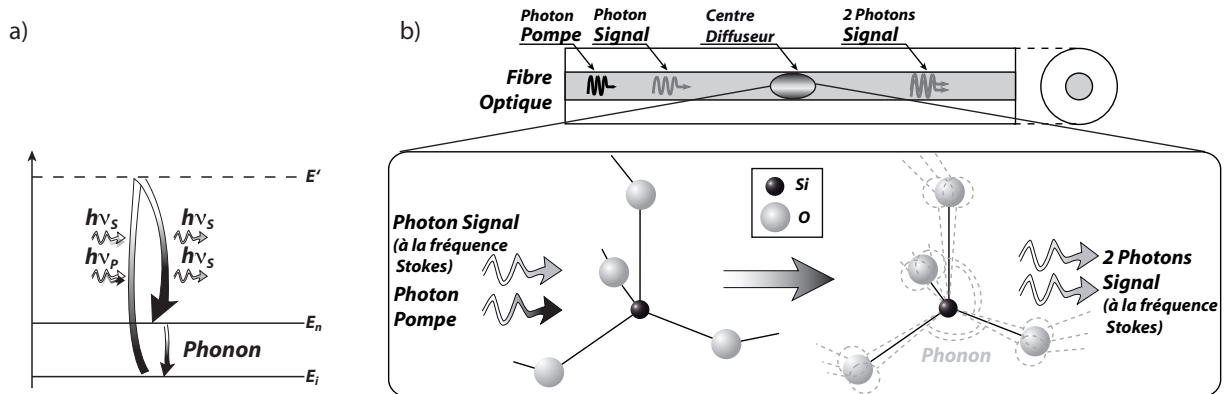


FIGURE 1.27 – Illustration du principe de diffusion Raman au sein d'une fibre optique silice pure [28]. a) Transitions énergétiques à la base de la diffusion Raman stimulée. b) Diffusion Raman stimulée Stokes.

La seconde est la position du maximum du spectre de gain, situé à 13,2 THz de la fréquence de la pompe. L'avantage de ce processus est son grand nombre d'utilisations possibles, par exemple en tant qu'amplificateur large bande spectrale pour des applications Télécoms, ou encore dans le but de concevoir des lasers à fibres via la génération de supercontinuum.

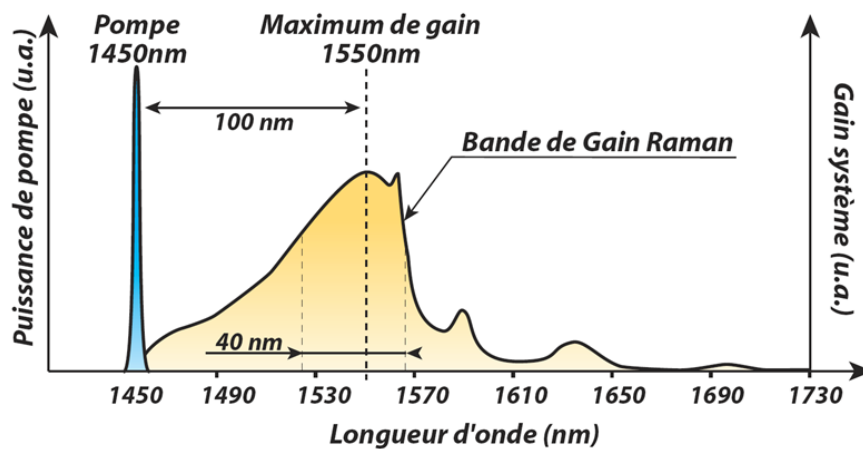


FIGURE 1.28 – Illustration du spectre de gain Raman dans une fibre silice pour une longueur d'onde de pompe de 1450 nm [28, 29].

Le régime de diffusion Raman stimulée intervient comme pour la diffusion Brillouin stimulée au delà d'une puissance d'injection, appelée puissance seuil  $P_{th}$ , définie par

$$P_{th} > \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.45)$$

avec  $g_R$ , le gain Raman. Dans une fibre silice ça valeur est de  $1.10^{-3} m.W^{-1}$  [1].

Côté expérimental, ce régime est atteint lorsque la puissance de l'onde Stokes est égale à la puissance de l'onde pompe en sortie de la fibre.

Dans le cas d'une impulsion de largeur temporelle supérieure à la picoseconde, le terme de diffusion Raman stimulée peut être introduit dans l'équation non-linéaire de Schrödinger 1.26 [1, 22].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma \left[ |A|^2 - T_R \frac{\partial A}{\partial t} \right] A \quad (1.46)$$

Dans le cas d'impulsions courtes, leurs spectres est très large, ainsi au cours de leur propagation, le gain Raman va amplifier les composantes spectrale de basses fréquences via l'énergie véhiculée par les hautes fréquences, ce processus se nomme 'self-frequency shift'.

### 1.4.9 Équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (ENLS)

Ce chapitre d'introduction s'achève par la synthèse de l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (ENLS) [1]. Celle-ci représente la propagation suivant  $z$ , d'une impulsion lumineuse d'enveloppe  $A(0,z)$  dans une fibre optique, en incluant les différents processus explicités dans ce chapitre.

$$\underbrace{\frac{\partial A}{\partial z}}_{\text{propagation}} + \underbrace{\frac{i\beta_2 A}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\beta_3 A}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3}}_{\text{dispersion}} + \underbrace{\frac{\alpha}{2} A}_{\text{absorption}} = \underbrace{i\gamma |A|^2 A}_{\text{effet Kerr}} - \underbrace{i\gamma T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial t} A}_{\text{effet Raman}} - \underbrace{\frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial t}}_{\text{auto-raïdissement}} \quad (1.47)$$

Le processus d'auto raidissement n'a pas été développé dans ce chapitre, car durant les diverses simulations effectuées pendant ma thèse, il n'a pas été pris en compte. Simplement dans le but d'être le plus précise possible, il apparaît dans l'équation ENLS.

## Bibliographie

- [1] G.P.Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. San Francisco, 2001.
- [2] Bertrand Kibler. *Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelles génération*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté - Ecole Doctorale Sciences Physiques pour l'Ingénieur et Microtechniques, Besançon, 2007.
- [3] Philip St. John Russell. Photonic-crystal fibers. *J. Lightwave Technol.*, 24(12) :4729–4752, Dec. 2006.
- [4] P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, and S.E. Miller. A new optical fiber. *The Bell System Technical Journal*, 52(2) :265–269, Febr. 1973.
- [5] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St J. Russell, and D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19) :1547–1549, 1996.
- [6] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St.J. Russell, and D. M. Atkin. Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding. In *Conf. Optical Fiber Commun.*, San Jose, CA, Mar. 1996. Postdeadline Paper PD3.
- [7] A. Bjarklev, J. Broeng, and A. S. Bjarklev. *Photonic Crystal Fibres*. Kluwer Academic Publishers, 2003.
- [8] Jacob Riis Folkenberg, Niels Asger Mortensen, Kim P. Hansen, Theis P. Hansen, Harald R. Simonsen, and Christian Jakobsen. Experimental investigation of cutoff phenomena in non-linear photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 28(20) :1882–1884, 2003.
- [9] C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, J.-P. Couvercelle, M.-L. Leonard, E. Pincemin, and F Reynaud. Stretched fiber based dispersion compensating module for ultra high-speed telecommunication systems. *Elec.Lett.*, 44 :1025–1026, 2008.
- [10] J. Fatome, C. Fortier, T. N. 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. Lightwave Technol.*, 27(11) :1707–1715, 2009.
- [11] 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. Szpulkan, and G. Renversez. Strong infrared spectral broadening in low-loss as-s chalcogenide suspended core microstructured optical fibers. *Opt. Express*, 18(5) :4547–4556, 2010.
- [12] 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*, 14(3) :1280–1285, 2006.
- [13] F. Smektala, F. Desevedavy, L. Brilland, P. Houizot, J. Troles, and N. Traynor. Advances in the elaboration of chalcogenide photonic crystal fibers for the mid infrared. In *Proceedings of SPIE 6588, 658803*, 2007.
- [14] D. Le Coq, C.and Fonteneau G.T. P. , Boussard-Pl'edel, B. Bureau, B. Turlin, and J. Lucas. *Materials Research Bulletin*, 32 :326, 2003.

- [15] V. Moizan. *Étude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verres chalcogénures*. PhD thesis, université Rennes I, 2008.
- [16] JY Courtois. *Les lasers et leurs applications scientifiques et medicates*. Institut d'Optique Theorique et Appliquee, 2007.
- [17] G. Millot and P. Tchofo-Dinda. *Encyclopedia of modern optics*. Elsevier Academic Press, 2004.
- [18] A. Hasegawa and F. Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i.anomalous dispersion. *Appl. Phy. Lett.*, 23 :142, 1973.
- [19] J.M. Dudley, A.C. Peacock, and G. Millot. The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton : a pedagogical note. *Opt. Commun.*, 240 :307–314, 2001.
- [20] A. Hasegawa and W.F. Brinkman. Tunable coherent ir and fir sources utilizing modulational instability. *IEEEJ.Quantum Electron.*, 16 :694–697, 1980.
- [21] D.L. Mills. Nonlinear optics : basic concepts. In *Berlin : Springer, 263 p. ISBN 3-540-64182-3.*, 1998.
- [22] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics, Third Edition*. 2008.
- [23] M. Oskar van Deventer and Andre J Boot. Polarization properties of stimulated brillouin scattering in single-mode fibers. *JLT*, 12, 1994.
- [24] D. Cotter. Stimulated brillouin scattering in monomode optical fiber. *Opt. Commun.*, 4 :10–19, 1983.
- [25] R. G. Smith. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated raman and brillouin scattering. *Appl. Opt.*, 11 :2489, 1972.
- [26] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff. Stimulated brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 12(21) :592–595, May 1964.
- [27] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. M. van Driel, and G. I. Stegeman. Normal acoustic modes and brillouin scattering in single-mode optical fibers. *Phys. Rev. B*, 19(10) :4986–4998, May 1979.
- [28] C. Chluda. *Bruit Basse et Moyenne Fréquence des Amplificateurs Optiques Distribués à Effet Raman*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 2006.
- [29] M. N. Islam. Raman amplifiers for telecommunications. *J.Quantum Electronics*, 8 :548–559, 2002.
- [30] H. Scholze. *Glass : nature, structure and properties*. Springer, 1991.



# Sources

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Instabilité modulationnelle (IM)</b> . . . . .	<b>63</b>
<b>2.2</b>	<b>Compression adiabatique d'un battement</b> . . . . .	<b>66</b>
2.2.1	Soliton dans les fibres à dispersion décroissante . . . . .	66
2.2.2	Fibre à dispersion décroissante (DDF) . . . . .	66
2.2.3	Profil de dispersion en paliers : "Step-like" . . . . .	67
2.2.4	Profil de dispersion en peigne : "Comblike" . . . . .	68
2.2.5	Comparaison qualitative des différentes méthodes . . . . .	70
<b>2.3</b>	<b>Caractérisation d'impulsions courtes par auto-corrélation résolue en fréquence</b> <b>70</b>	<b>70</b>
2.3.1	Principe de la méthode SHG-FROG . . . . .	70
2.3.2	Algorithme itératif de récupération des impulsions . . . . .	71
2.3.3	Montage expérimental SHG-FROG . . . . .	73
<b>2.4</b>	<b>Source cadencée à 160 GHz à faible rapport cyclique</b> . . . . .	<b>75</b>
2.4.1	Méthode utilisée : compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal . . . . .	75
2.4.2	Simulations numériques . . . . .	75
2.4.3	Expériences . . . . .	77
2.4.4	Conclusion . . . . .	82
<b>2.5</b>	<b>Sources à hauts débits : 1,5 THz à 3,4 THz</b> . . . . .	<b>82</b>
2.5.1	Dispositif expérimental . . . . .	82
2.5.2	Taux de répétition à 1,5 THz : Expériences et simulations . . . . .	83
2.5.3	Taux de répétition de 1,7 THz à 2 THz : Expériences et simulations . . . . .	85
2.5.4	Multiplication du débit par deux : de 1,7 THz à 3,4 THz . . . . .	86
<b>2.6</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>88</b>

---

La génération de trains d'impulsions hautement cadencés autour de 1550 nm est d'un grand intérêt pour de multiples applications scientifiques telles que l'échantillonnage optique [1, 2], la génération d'horloge optique [3], la métrologie, le test de phénomènes non-linéaires [4–6], la conception de commutateurs optiques [7] ou encore la génération de systèmes de transmission à très haute capacité [8, 9].

Actuellement la bande passante des éléments opto-électroniques limite les applications à un taux de répétition inférieur à 50 GHz. Dans le but de pallier ce problème lié à la bande passante des appareillages opto-électroniques, des méthodes dites « tout optique » sont proposées.

Ces méthodes « tout optique » peuvent être basées sur une transformation adiabatique<sup>1</sup> d'un battement sinusoïdal en un train d'impulsions par le biais d'une compression non-linéaire au sein d'une fibre optique judicieusement choisie pour ses propriétés non-linéaires et dispersives.

D'autres procédés furent proposés, tels que l'utilisation du processus d'instabilité modulationnelle [10], d'une compression adiabatique Raman dans une fibre optique standard [11], d'une fibre à dispersion décroissante [12], ou encore des fibres à profil de dispersion « step-like »<sup>2</sup> ou « comblike »<sup>3</sup> [13–18]. Ces différents procédés vont être présentés et détaillés dans la suite de ce chapitre.

L'inconvénient majeur de ces différentes configurations proposées dans la littérature est l'utilisation d'arrangements géométriques de fibres assez complexes demandant de nombreuses étapes de fabrication. En effet, une gestion accrue de la dispersion longitudinale au sein de la fibre utilisée est nécessaire à l'obtention des divers processus évoqués ci-dessus.

Le processus de compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal a été observé par le biais de mélanges à quatre ondes multiples (MFWM) se développant au sein d'une fibre optique à dispersion anormale [19, 20]. Par le biais de l'utilisation de cet effet non-linéaire, de nombreux travaux [21–24] démontrent l'efficacité de ce processus pour la réalisation de trains d'impulsions à des débits élevés pouvant atteindre le THz.

Par exemple, en 2006 Fatome *et al.* [24] ont démontré numériquement et expérimentalement la possibilité de concevoir un train d'impulsions en limite de Fourier à des débits allant de 20 GHz à 1 THz. De plus, une accordabilité en longueur d'onde de la source a été mise en évidence sur une plage de 20 nm autour de 1555 nm. À un débit de 160 GHz des impulsions de haute qualité furent obtenues, présentant peu de piédestaux pour une durée de 1,3 ps.

Dans cette section, une première partie est consacrée à la description des différents processus utilisés pour l'obtention d'un train d'impulsions hautement cadencé, issu d'un battement sinusoïdal initial. Puis dans la seconde partie de ce chapitre, la réalisation de différentes sources optiques conçues par le biais de ces processus va être présentée. Le lecteur pourra apprécier la comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations pour chacune des sources générées.

---

1. qualifie tout processus, tout phénomène, toute évolution associant deux systèmes physiques, chimiques ou biologiques qui n'échangent pas entre eux de l'énergie.

2. segments de fibre standard dont la dispersion diminue par palier au cours de la propagation.

3. alternance de segments de fibre de forte dispersion et courte distance, et, faible dispersion et longue distance.

## 2.1 Instabilité modulationnelle (IM)

L'idée d'utiliser le processus d'instabilité modulationnelle (IM) dans le but de concevoir des trains d'impulsions à haute cadence au sein d'une fibre optique fut abordée théoriquement pour la première fois par Hasegawa et Brinkman en 1980 [10]. Dans cet article, les auteurs démontrent la possibilité de concevoir une source d'impulsions optiques cadencées à haut débit (4 GHz) par l'utilisation du processus d'instabilité modulationnelle induite dans une fibre à dispersion chromatique anormale. L'idée de Hasegawa et Brinkman est d'injecter au sein de la fibre à dispersion anormale une pompe continue modulée par un signal décalé en fréquence. En imposant l'écart en fréquence entre la pompe et le signal, l'instabilité modulationnelle va initier la formation d'un train d'impulsions.

Une illustration numérique de la génération d'impulsions à très haute cadence (2 THz) par le biais du processus d'instabilité modulationnelle au sein d'une fibre optique à dispersion anormale est présentée et détaillée sur la figure 2.1.

Les paramètres physiques pour les simulations numériques sont présentés dans le tableau suivant :

	Dispersion	Dispersion	Coeff. Non Linéaire	$\omega_{pompe} - \omega_{signal}$	Longueur	$P_{pompe}$	$P_{signal}$
$\lambda(\text{nm})$	$D(\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm})$	$\beta_2(\text{ps}^2/\text{km})$	$\gamma(\text{W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1})$	$\Delta\omega(\text{THz})$	$L(\text{m})$	$P_o(\text{W})$	$P_1(\text{W})$
1555	0,6	-0,0007	0,0114	2	111	5	$1 \cdot 10^{-4}$

TABLE 2.1 – Paramètres physiques utilisés pour simuler la génération de trains d'impulsions cadencés à 2 THz à partir d'une instabilité modulationnelle induite dans une fibre optique à dispersion anormale.

La figure 2.1.a présente le spectre de la pompe continue en sortie de fibre pour une puissance pompe moyenne injectée de 5.5 W. Le phénomène d'instabilité modulationnelle spontanée se caractérise par l'apparition de deux lobes spectralement étendus situés de part et d'autre de la pompe continue. Une modulation (figure 2.1.b) appliquée à la pompe par le biais d'un faible signal de puissance  $1 \cdot 10^{-4}$  W, décalé en fréquence par rapport à celle-ci permet d'induire le processus d'instabilité modulationnelle.

Un spectre élargi, enrichi de multiples bandes spectrales espacées de 2 THz est généré en sortie de la fibre optique à dispersion anormale. Ce spectre est caractéristique d'un train d'impulsions cadencées à 2 THz se produisant au sein de la fibre à dispersion anormale via le processus d'instabilité modulationnelle. Le profil d'intensité de ce train d'impulsions est visible figure 2.1.e. C'est en 1986 que cette méthode fut pour la première fois expérimentalement démontrée lors de la réalisation d'une source optique cadencée à 0,3 THz réalisée par Tai et ses collaborateurs [25]

Suite à cette première observation expérimentale, le phénomène d'instabilité modulationnelle pour la génération d'impulsions hautement cadencées fut exploité par de nombreuses équipes de recherche dans le monde.

Par exemple, Gong et ses collaborateurs en 2003 [26] démontrèrent via le processus d'instabilité modulationnelle au sein d'un laser à fibre, la génération de trains d'impulsions solitoniques cadencées à 660 GHz et de largeur à mi-hauteur 420 fs centrées autour de 1566 nm.



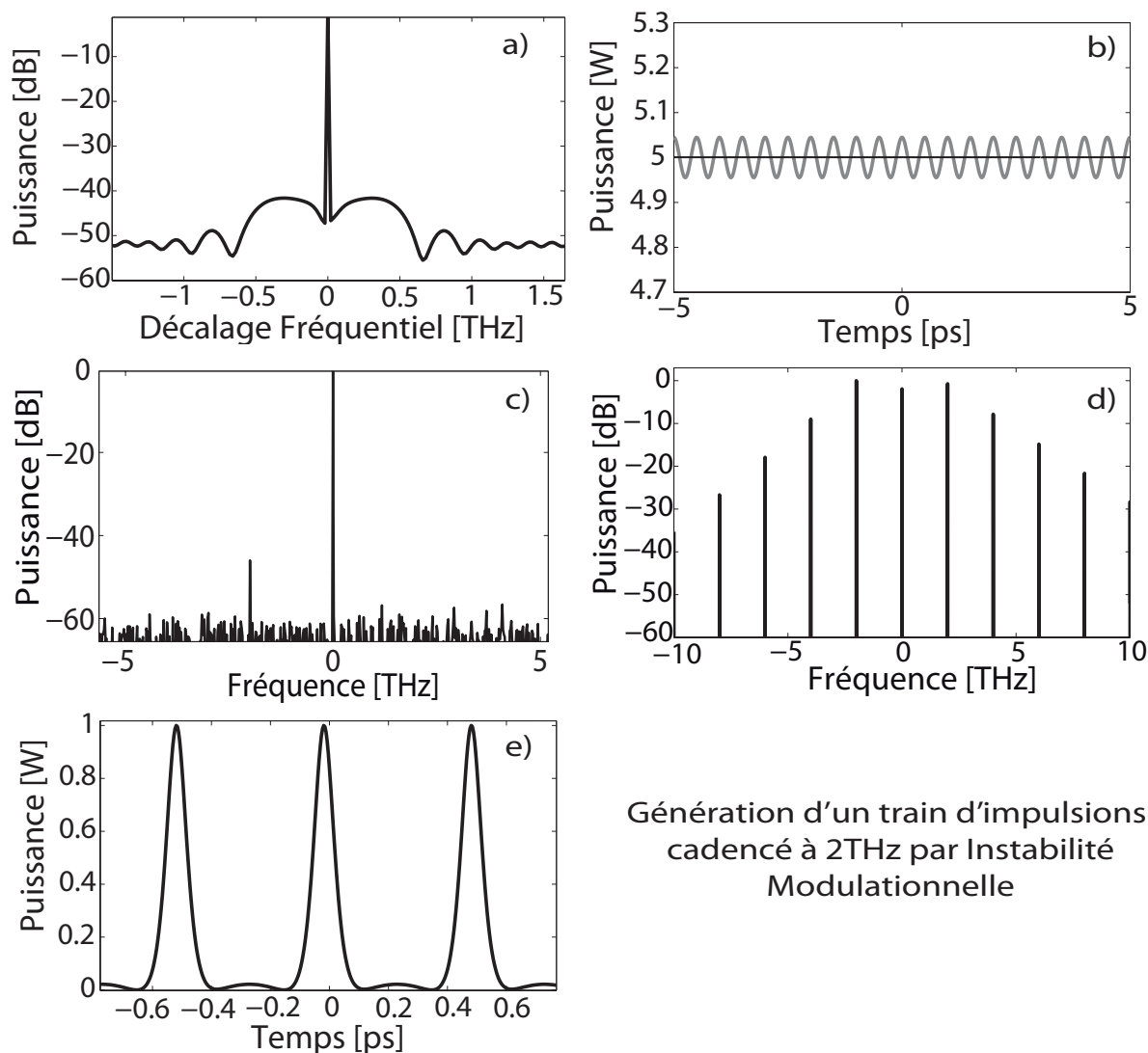


FIGURE 2.1 – Résultats des simulations numériques de propagation pour une puissance pompe moyenne de 5,5 W : a) Spectre en sortie de fibre b) Trace temporelle en entrée de fibre : pompe (trait noir) et pompe + signal (trace grise), c) Spectre en entrée de fibre : la raie de la pompe est centrée en zéro, la raie du signal est décalée de -2 THz, d) Spectre en sortie de fibre e) Trace temporelle en sortie de fibre : création d'un train d'impulsions à 2 THz.

Plus récemment toujours grâce à l'exploitation du phénomène d'instabilité modulationnelle au sein d'un laser à fibre dopée erbium à blocage de modes passif, Zhang et ses collaborateurs. [27] mirent au point une source optique cadencée à des débits de 58 GHz et de 114 GHz.

L'utilisation du processus d'instabilité modulationnelle au sein d'une fibre optique pour la génération d'impulsions optiques hautement cadencées présente de nombreux avantages. Le premier réside dans sa mise en œuvre, relativement simple. Le second est son accordabilité en taux de répétition. Cependant, les simulations décrites figure 2.1.e présentent l'apparition de piédestaux résiduels dont l'énergie peut-être significative.

*Méthodes non-linéaires permettant l'élimination des piédestaux.*

Il existe différentes solutions de filtrage non-linéaire (Effet Raman, boucle à miroir non-linéaire (NOLM)) permettant une limitation importante des piédestaux. Parmi celles-ci une méthode est basée sur l'utilisation d'un filtrage par effet Raman [28]. Lorsque des impulsions atteignent une largeur temporelle minimale associée à une puissance crête intense, l'effet Raman devient prédominant. Cette technique est imagée par la figure 2.2. Un décalage du spectre des impulsions vers les hautes longueurs d'ondes (l'effet de diffusion Raman dans la silice crée un décalage fréquentiel de 13 THz) peut ainsi être observé. Par conséquent les piédestaux de plus faible intensité et les impulsions de plus forte intensité se retrouvent séparés spectralement, un filtre spectral permet alors d'éliminer les piédestaux. Cette technique est schématisée sur la figure 2.2.

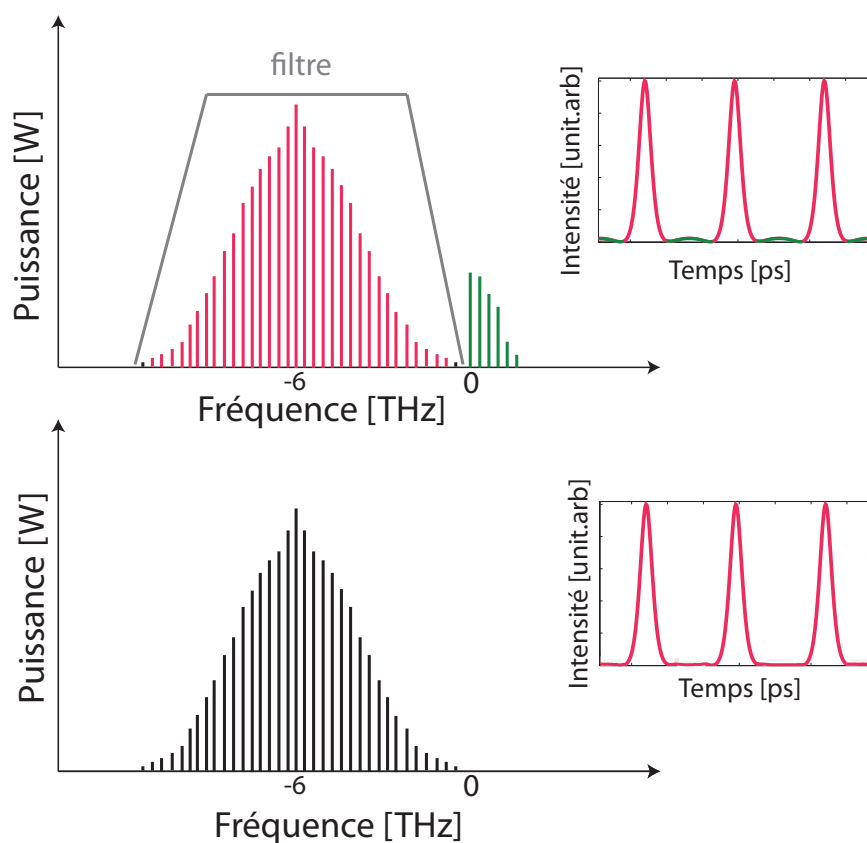


FIGURE 2.2 – Schématisation du principe d'un filtrage par effet Raman. **Figure en haut** : à droite profil d'intensité d'un train d'impulsions avec des piédestaux (en vert), à gauche spectre correspondant. Visualisation de l'emplacement du filtre utilisé. **Figure en bas** à droite profil d'intensité d'un train d'intensité après filtrage spectral, à gauche spectre correspondant.

Une autre solution est une méthode interférométrique basée sur une boucle à miroir non-linéaire (NOLM). Le montage expérimental de base associé à sa fonction de transfert est représenté figure 2.3 [29, 30].

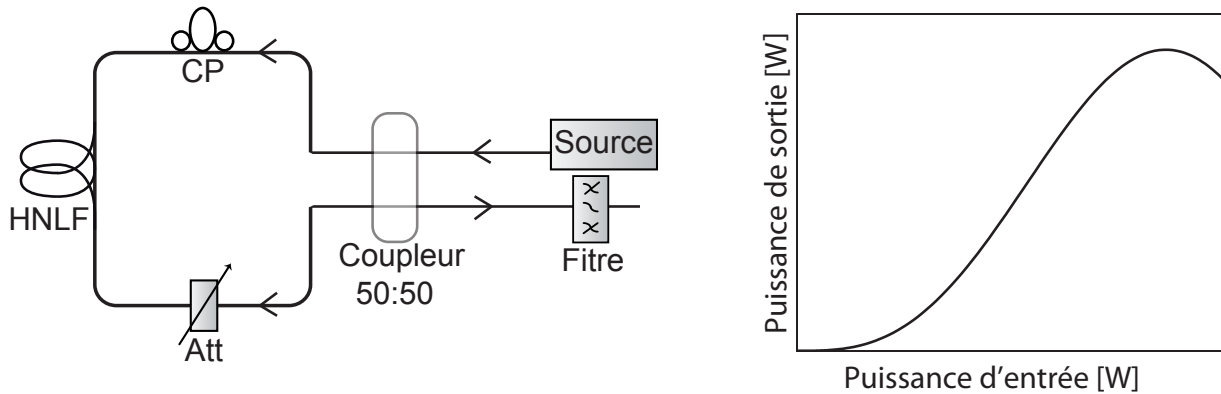


FIGURE 2.3 – Schéma de principe d'un montage basé sur une boucle à miroir non-linéaire (NOLM) associé à sa fonction de transfert typique en puissance.

## 2.2 Compression adiabatique d'un battement

### 2.2.1 Soliton dans les fibres à dispersion décroissante

En 1973 Hasegawa et Tappert [31] furent les premiers à proposer l'utilisation d'un soliton pour le transport d'informations dans les fibres optiques. L'utilisation d'un soliton va permettre une propagation de l'information sur de très longues distances. Mais cette vision est purement théorique. Pour des distances de propagation pouvant atteindre plusieurs milliers de kilomètres, les pertes linéaires induites par l'absorption de la fibre optique représentent un effet dramatique sur l'équilibre du couple effet Kerr et dispersion chromatique.

Actuellement les pertes linéaires dans les fibres optiques utilisées dans les réseaux de télécommunications sont de 0,2 dB/km, soit une perte d'énergie de 75% du signal sur une distance de seulement 20 km.

Dans le but de maintenir l'équilibre entre la non-linéarité et la dispersion chromatique sur une longue distance, Tajima en 1987 [32] eu l'excellente idée de concevoir un prototype de fibre basé sur une variation longitudinale de la dispersion décroissante (DDF) comme illustré sur la figure 2.4 issue des données de Tajima.

Cette technique va ainsi être la première démarche de compression adiabatique viable. Le concept est basé sur une idée très simple qui consiste à concevoir une fibre optique dont la dispersion décroît exponentiellement le long de la fibre (figure 2.4), ce qui engendre une évolution adiabatique de l'énergie de même type, d'où une conservation optimale du couple effet Kerr et dispersion chromatique, et ce durant toute la durée de la propagation.

### 2.2.2 Fibre à dispersion décroissante (DDF)

Suite aux travaux de Tajima [32] de nombreuses investigations théoriques ont concerné l'étude de la propagation d'impulsions dans des fibres optiques à dispersion décroissante. C'est dans les années 80 qu'une nouvelle approche fut abordée par deux grands groupes internationaux de recherche, l'équipe de Blow et ses collaborateurs [33] ainsi que le groupe de Kuehl et ses collabo-

rateurs [34]. Cette approche consiste à ajouter un terme de gain effectif à l'équation non-linéaire de Schrödinger [33, 34] grâce à l'utilisation de fibres étirées dont la dispersion décroît exponentiellement le long de la fibre. Ainsi la décroissance de l'énergie est suivie de manière adiabatique par la décroissance exponentielle de la dispersion permettant le maintien de l'équilibre entre la non-linéarité et la dispersion chromatique.

Suite à cela, les travaux de Dianov *et al.* [35] en 1989 suggérèrent la possibilité de générer un train d'impulsions à très haute cadence (supérieure au TeraHertz) à partir d'un battement sinusoïdal se propageant dans une fibre à dispersion décroissante. Au cours de sa propagation, le train d'ondes sinusoïdal initial est progressivement attiré vers un régime solitonique dépendant des paramètres expérimentaux (gain d'amplification et dispersion en sortie de la fibre utilisée).

Les simulations numériques de Dianov *et al.* [35] présentèrent la possibilité de concevoir un train d'impulsions pouvant atteindre une cadence de 500 GHz dans une fibre de quelques centaines de mètres pour une puissance moyenne initiale de 1.25 W.

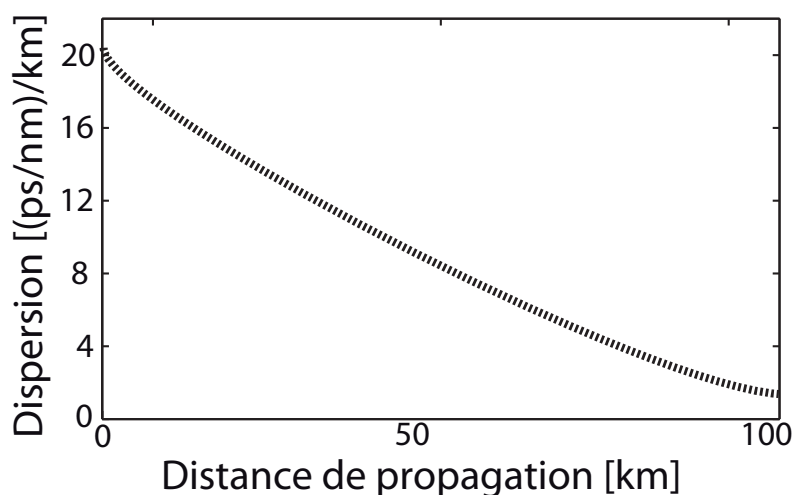


FIGURE 2.4 – Évolution de la dispersion au cours de la distance de propagation dans une fibre à dispersion décroissante [32].

La figure 2.4 représente l'allure de l'évolution de la dispersion chromatique au cours de la distance de propagation dans une fibre à dispersion décroissante.

L'inconvénient de l'utilisation de ce type de fibre optique est sa conception demandant une grande rigueur pour une parfaite évolution du diamètre du cœur conditionnant ainsi l'évolution de la valeur de sa dispersion.

### 2.2.3 Profil de dispersion en paliers : "Step-like"

Ce profil de dispersion nommé communément "step-like" permet de pallier le problème de conception des fibres à dispersion décroissante présentées à la section précédente. L'idée, illustrée figure 2.5 présentant une évolution en escalier de la dispersion en fonction de la distance de propagation, fut suggérée pour la première fois par Chi *et al.* [36] en 1991.

Le principe de conception de ce nouveau profil de dispersion chromatique de fibre consiste à

concaténer une succession de tronçons de fibres standards possédant des dispersions chromatiques différentes.

C'est en 1991 que Mamyshev *et al.* [12] réalisèrent pour la première fois une étude théorique pour simuler la propagation d'un train d'impulsions solitoniques à haut débit (GHz-THz) dans une fibre ayant un profil de dispersion "Step-like". Puis, en 1994 Chernikov et ses collaborateurs [13] mirent en évidence la possibilité de concevoir et d'utiliser une fibre optique de profil "Step-like" composée de 6 segments de fibres standards. Ils démontrèrent ainsi la possibilité de concevoir un train d'impulsions de 640 fs à 104 GHz ( $P_{moy} = 400$  mW).

La figure 2.5 représente l'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la distance de propagation. La trace noire représente cette évolution pour une fibre présentant un profil de dispersion dit de 'Step-like' et la trace grise pour un profil de dispersion DDF.

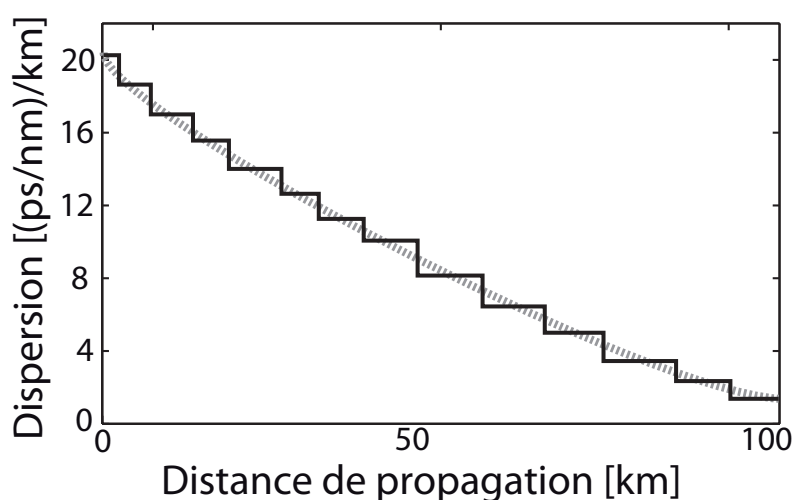


FIGURE 2.5 – Évolution de la dispersion en fonction de la distance de propagation dans une fibre à profil de dispersion "step-like" (trace noire), dans une fibre DDF (trace grise).

Une faible variation de la dispersion entre deux tronçons, garantissant ainsi le critère adiabatique de la compression apparaît clairement sur la trace noire. De même que pour les fibres optiques DDF, la conception d'une fibre optique dotée d'un profil "step-like" demande une bonne précision au niveau de la dispersion de chaque tronçon [13].

L'un des avantages de l'utilisation de fibres optiques possédant un profil de dispersion "step-like" est la possibilité d'élever le seuil Brillouin stimulé via un arrangement de tronçons successifs possédant une concentration différente en germanium [37]. Grâce à cette concentration en germanium, la fréquence optimale de diffusion Brillouin va être différente pour chaque segment, ainsi le gain Brillouin à une fréquence donnée est très nettement diminué [37].

#### 2.2.4 Profil de dispersion en peigne : "Comblike"

Dans cette section est présenté un autre profil de dispersion généralement appelé profil de dispersion "Comblike" suggéré théoriquement en 1993 [38] puis conçu expérimentalement en 1994 par Chernikov [13]. La figure 2.6 représente l'évolution du profil de dispersion d'une fibre à profil

de dispersion "Comblike" en fonction de la distance de propagation. Notons que les tronçons ne présentent plus une évolution quasi-continue de la dispersion comme cela a été présenté sur la figure 2.5, mais le profil de dispersion "Comblike" se caractérise par une forte discontinuité de la dispersion entre chaque segment. Le choix de chaque tronçon se fait en fonction de leurs caractéristiques physiques et intrinsèques, leur longueur, la valeur de dispersion chromatique ou encore la valeur des pertes intrinsèques. L'ajustement de tous ces paramètres pour chaque tronçon permet la création d'une fibre optique pouvant favoriser la compression d'impulsions optiques. Cependant la mise en œuvre d'une telle fibre reste très délicate. Un contrôle rigoureux de la dispersion chromatique de chaque tronçon est nécessaire. De plus, le nombre important de segments nécessaire à l'obtention d'une fibre performante est également un point faible. Lorsque le segment utilisé possède une dispersion faible (fibre DSF), seuls les effets non-linéaires sont favorisés, inversement les effets de dispersion chromatiques prédominent dans les tronçons de fibres SMF.

Si par exemple deux segments, l'un composé de fibre DSF et l'autre de fibre SMF, se succèdent et qu'un battement sinusoïdal est injecté, l'effet d'auto-modulation de phase va dominer au sein du premier tronçon. Le spectre optique des impulsions en sortie de ce premier segment se compose de multiples composantes spectrales associées à une dérive en fréquence linéaire au centre des impulsions. Les impulsions optiques, par leur passage au sein du second segment de fibre SMF, subissent une compression temporelle, puisque la dérive en fréquence est compensée par l'effet de dispersion anormale.

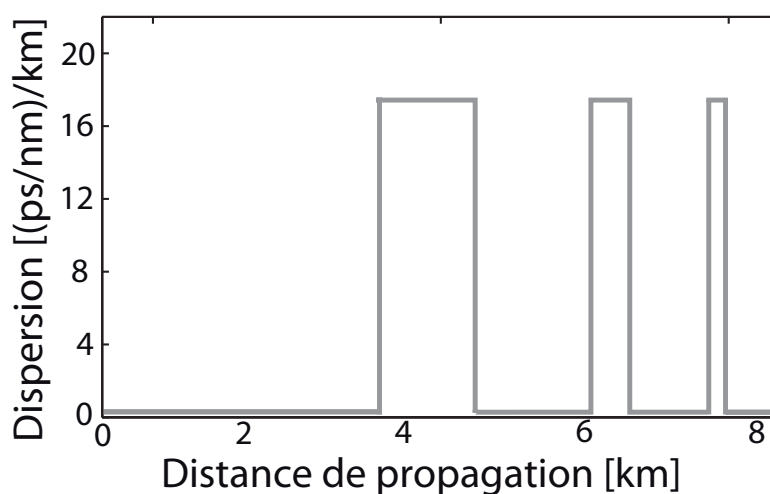


FIGURE 2.6 – Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la distance de propagation dans une fibre optique à profil de dispersion "comb-like".

L'avantage incontestable de ce profil de dispersion réside en la facilité d'utiliser deux sortes de fibres optiques bien connues (SMF et DSF), permettant très aisément une optimisation du montage. Comme dans le cas du profil de dispersion "step-like", par une alternance de segments de fibres optiques à concentrations en germanium différentes, il est possible d'élever le seuil Brillouin stimulé [37]

### 2.2.5 Comparaison qualitative des différentes méthodes

La tableau ci-dessous résume les différents points positifs et négatifs de chacune des méthodes présentées ci-avant.

Méthodes		Points Forts	Points Faibles
Instabilité modulationnelle		Accordabilité	Possibilité Piédestaux
Mélange à quatre ondes multiple		Accordabilité/simplicité montage	Puissance par bande faible
Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal	Fibre à dispersion décroissante	Accordabilité, Seuil Brillouin ↗	Fibre difficile à concevoir
	Step-like	Accordabilité, Seuil Brillouin ↗	Nombre de fibres élevé, pertes
	Comblike	Seuil Brillouin ↗	Nombre de tronçons élevé

TABLE 2.2 – Récapitulatif des caractéristiques de chaque profil de dispersion permettant la conception de trains à haute cadence.

## 2.3 Caractérisation d'impulsions courtes par auto-corrélation résolue en fréquence

L'augmentation des débits engendre irrémédiablement une diminution des largeurs temporelles des impulsions s'avérant être une réelle contrainte pour leur caractérisation en intensité et en phase. Effectivement, la caractérisation d'impulsions ultra-courtes (picoseconde, femtoseconde) par les techniques usuelles basées sur l'emploi d'un analyseur de spectre optique et d'un auto-corrélateur optique [37] ne va donner qu'un accès au profil d'intensité. Ces méthodes ne donnent aucune information sur la phase spectrale de l'impulsion, il n'y a donc pas de caractérisation complète.

La propagation d'impulsions ultra-courtes associées à des puissances crêtes de plus en plus élevées conduit à des phénomènes physiques d'interaction lumière/matière de plus en plus complexes (self steepening, dispersion d'ordre élevés...). Cela impose une connaissance précise des caractéristiques des impulsions pour de prévoir leur évolution au sein d'une fibre optique.

Pour cela, diverses méthodes furent développées depuis les années 90 permettant la caractérisation d'impulsions brèves [39–42]. Une des techniques largement développée est la méthode d'auto-corrélation résolue en fréquence à génération de second harmonique (SHG-FROG) [41, 42]. Dans la suite de cette section, celle-ci est présentée avec détails.

### 2.3.1 Principe de la méthode SHG-FROG

Cette méthode d'auto-corrélation résolue en fréquence à génération de second harmonique fut développée par Trebino et ses collaborateurs en 1993 [41–44]. Son principe de base est illustré

par la figure 2.7. Le point fort de cette méthode réside en sa capacité à fournir des informations simultanées dans les deux espaces (temporel et fréquentiel) de représentation de l'impulsion en vue de sa complète caractérisation.

Le principe de cette méthode, illustré figure 2.7, consiste à corrélérer l'impulsion à caractériser  $E(t)$ , avec une fonction porte  $G(t)$  de retard variable  $\tau$  [41, 43, 44]. En fonction du retard  $\tau$  introduit entre la porte et l'impulsion, il est possible de sélectionner seulement une partie de l'impulsion par un processus non-linéaire de génération de second harmonique (SHG), puis d'enregistrer le spectre résultant de cette corrélation nommée communément  $S_{FROG}(\omega, \tau)$ .

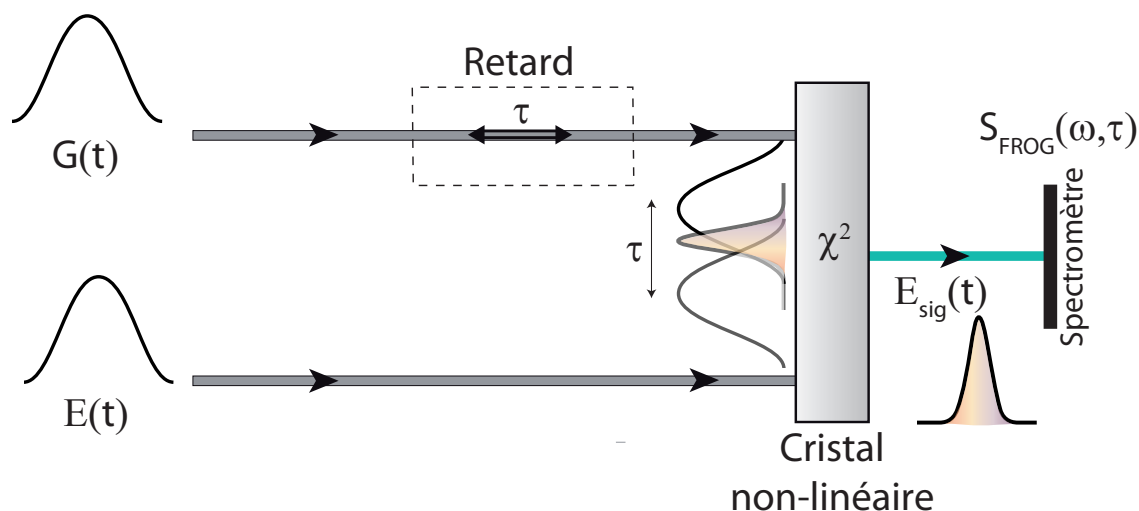


FIGURE 2.7 – Schéma de principe de la méthode SHG-FROG.

La décomposition de l'impulsion en fines sections consécutives par le biais d'une variation du retard  $\tau$  permet la construction d'un spectrogramme. Ce spectrogramme, plus communément appelé trace FROG<sup>4</sup>, est une représentation retard-fréquence qui peut s'écrire de la façon suivante :

$$S_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \cdot G(t - \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.1)$$

avec  $E(t)$  le champ de l'impulsion,  $G(t)$  la fonction porte,  $\tau$  le retard introduit et  $\omega$  la pulsation.

Cette équation 2.1 contient à la fois des données sur l'intensité de l'impulsion mais également, par le biais de  $E(t)$ , des informations sur la phase [37, 42, 44].

### 2.3.2 Algorithme itératif de récupération des impulsions

Le principe de cet algorithme est illustré figure 2.9. Celui-ci est basé sur la méthode des projections généralisées [42, 43, 45]. La trace FROG obtenue expérimentalement est enregistrée de manière discrète en fonction du retard

$\tau$

et de la fréquence

$\omega$

4. Spectrogramme dans une représentation temporelle-fréquentielle



. En partant de cette trace, l'algorithme a pour objectif de retrouver de manière itérative le champ  $E(t)$  représentatif de cette trace FROG. Dans le but de faire converger l'algorithme, deux contraintes de convergence sont appliquées [42–44, 46] :

La première contrainte est liée au fait que le carré du module de la transformée de Fourier du signal  $E_{sig}(t, \tau)$  retrouvait l'intensité du spectrogramme expérimental  $S_{FROG}^{EXP}(\omega, \tau)$ :

$$S_{FROG}^{EXP}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t, \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.2)$$

La seconde contrainte se détermine par un processus non-linéaire choisi parmi ceux proposés dans le système 2.3. Le signal  $E_{sig}(t, \tau)$  retrouvait de la trace FROG doit pouvoir être représenté par un champ physique.

Voici quelques processus non-linéaires [42, 43] possibles dans le système :

$$E_{sig}(t, \tau) \propto \begin{cases} E(t)E(t - \tau) & \text{FROG avec génération de second harmonique} \\ E(t)E(t - \tau)^2 & \text{FROG avec génération de troisième harmonique} \\ E(t)^2E(t - \tau) & \text{FROG avec diffraction induite} \\ E(t) |E^*(t - \tau)|^2 & \text{FROG avec porte optique} \end{cases} \quad (2.3)$$

Ainsi en combinant les équations 2.2 et 2.3 puis en utilisant le principe des projections généralisées illustré figure 2.8, à partir d'une trace FROG expérimentale, le champ  $E_{sig}(t, \tau)$  est retrouvé lorsque les deux contraintes sont satisfaites.

Sur la figure 2.8, le cercle supérieur représente la contrainte liée au processus non-linéaire et le cercle inférieur symbolise la contrainte liée à la trace expérimentale. Ainsi, la solution est déterminée lorsque les deux contraintes sont remplies alors un point solution donnant le champ  $E(t)$  de l'impulsion à caractériser est déterminé. Cette solution est déterminée par des projections successives représentées par des flèches sur le graphique 2.8. Cette méthode est détaillée dans les travaux de Trébin en 2002 [42].

Lors de chaque projection successive une erreur dite de récupération, notée  $G$ , est calculée par l'écart quadratique moyen entre la trace FROG expérimentale et celle retrouvée, donnée par l'équation 2.4. La valeur de  $G$  va permettre de déterminer si la convergence de l'algorithme se fait bien.

$$G = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \left| S_{FROG}^{EXP}(\omega_i, \tau_j) - \alpha S_{FROG}^{(k+1)}(\omega_i, \tau_j) \right|^2} \quad (2.4)$$

La figure 2.9 représente le fonctionnement itératif de l'algorithme utilisé pour la caractérisation d'impulsions brèves par auto-corrélation résolue en fréquence.

Les quantités  $t_i$ ,  $\tau_j$  et  $f_i$  représentent les valeurs discrètes de temps et de fréquences allant de 1 à  $N$  itérations. L'enveloppe de l'impulsion à caractériser est notée  $E^{(k)}(t_i)$ , celle du signal de corrélation déterminée par l'algorithme  $E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_i)$ . La transformée de Fourier du signal est donnée par  $\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_i)$ . La valeur  $k$  représente le nombre d'itérations de l'algorithme.

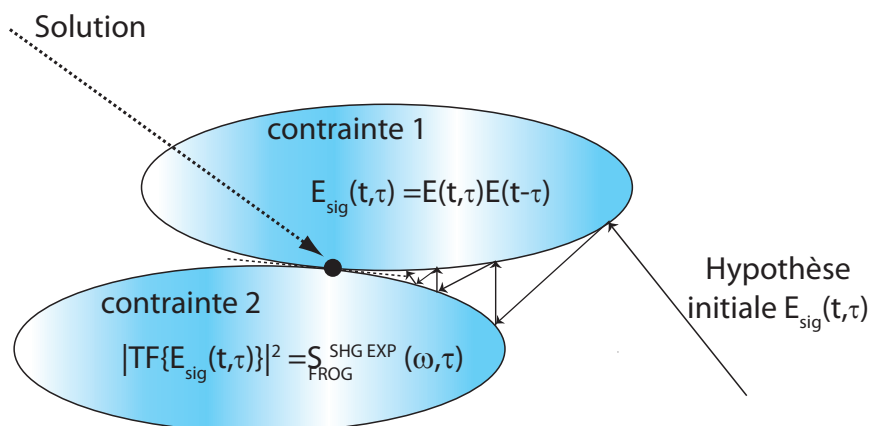


FIGURE 2.8 – Principe des projections généralisées utilisé dans l’algorithme itératif du système FROG.

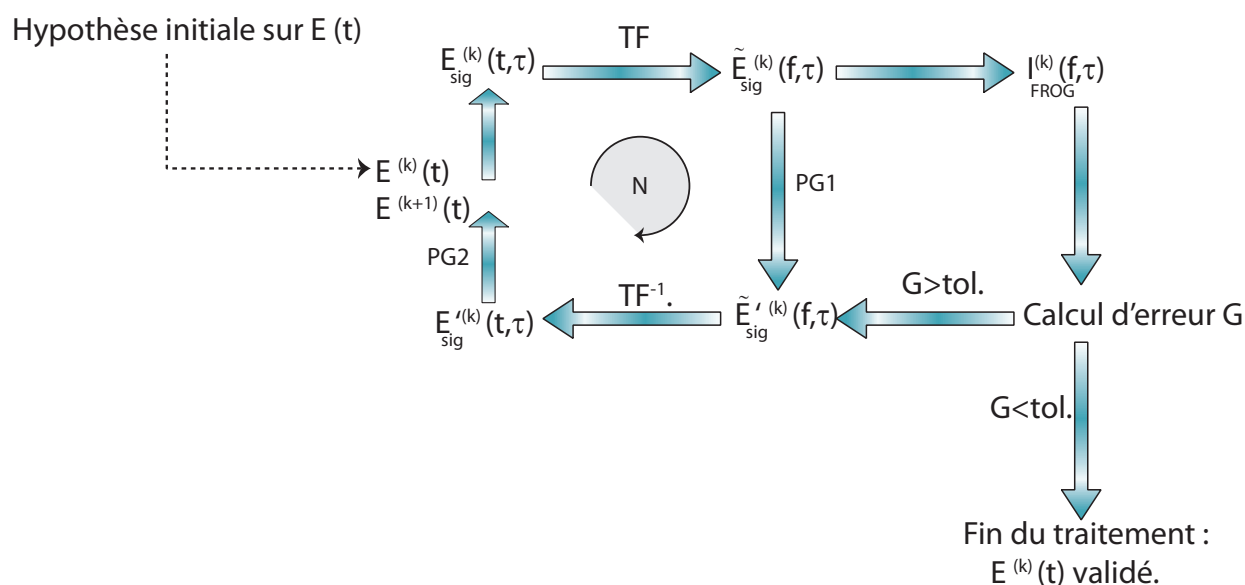


FIGURE 2.9 – Schéma de l’algorithme itératif utilisé dans un système de caractérisation FROG basé sur la méthode des projections généralisées [43, 47].

### 2.3.3 Montage expérimental SHG-FROG

Dans le cas d’un auto-corrélateur traditionnel utilisé lors de ce travail de thèse, l’impulsion à étudier est dédoublée dans un interféromètre de type Michelson. Le retard optique variable est introduit par un coin de cube situé sur une platine de translation. Le schéma de cet auto-corrélateur associé à sa photographie est représenté figure 2.10.

L’impulsion à étudier et son impulsion jumelle sont focalisées dans un cristal doubleur de fréquence (BBO) de 2 mm de long, à l’aide d’une lentille convergente de 5 mm de distance focale. A la sortie du cristal, le signal est focalisé sur une lentille de focale 5 mm puis injecté dans une fibre monomode à 750 nm.

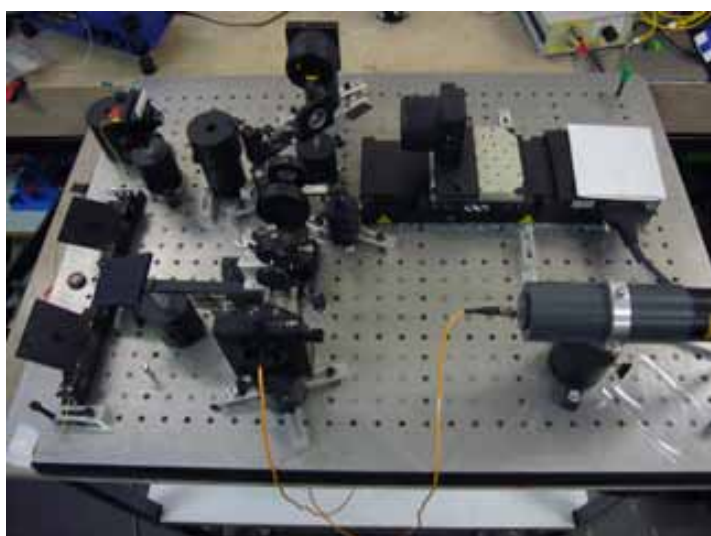
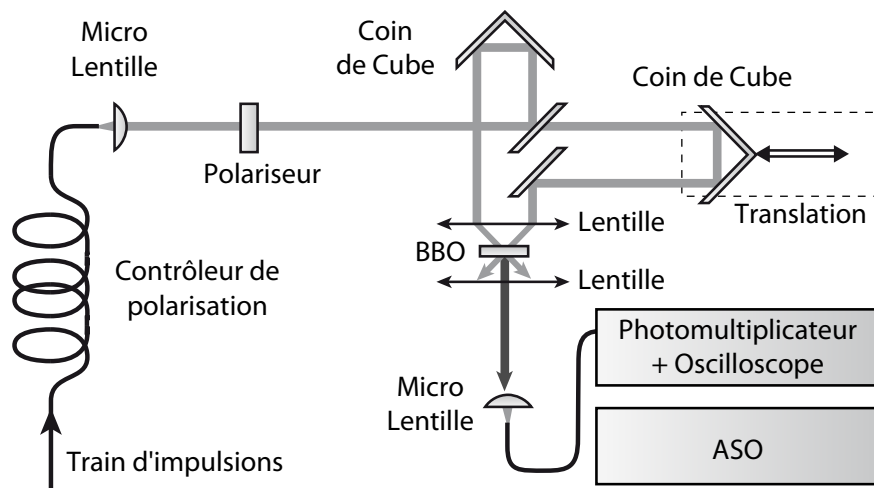


FIGURE 2.10 – Schéma expérimental et photo du montage SHG-FROG

L'impulsion issue du bras à délai variable permet le balayage temporel de l'impulsion à caractériser. Lorsque les deux impulsions répliques sont synchrones, la génération de seconde harmonique maximale est obtenue et l'intensité à la fréquence double est enregistrée par un détecteur intégrateur.

Un photo-multiplicateur relié à un oscilloscope à la sortie du montage a été installé dans le but d'augmenter la sensibilité de détection du signal en sortie. Les données sont ensuite recueillies par l'intermédiaire d'un analyseur de spectre optique ou d'un oscilloscope.

Les données sont analysées à l'aide de l'algorithme itératif décrit section 2.3.2 dans le but d'une caractérisation complète de l'impulsion.

## 2.4 Source cadencée à 160 GHz à faible rapport cyclique

### 2.4.1 Méthode utilisée : compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal

Récemment Inoue et Namiki [17] démontrèrent expérimentalement la mise au point de sources optiques cadencées à hauts débits à base de fibres optiques à profil de dispersion « comblike ».

Par exemple, une de ces sources optiques [16] est constituée de 40 étages de fibres hautement non-linéaires constituant une fibre optique à profil de dispersion « comblike ». Cette source génère des impulsions ayant une largeur à mi-hauteur de 320 fs à une cadence de 160 GHz pour une puissance moyenne injectée de 500 mW.

Les travaux de Pitois et ses collaborateurs [48] en 2006 ainsi que ceux de Finot et ses collaborateurs [49] en 2007 démontrèrent l'efficacité de cette technique de compression d'impulsions pour la génération de sources optiques cadencées à des débits allant de 20 GHz à 40 GHz.

Dans ce travail de thèse, en s'appuyant sur les différents travaux cités précédemment [16, 48, 49], a été démontré qu'avec seulement trois segments différents de fibres optiques judicieusement choisies, il était possible de concevoir une source « tout optique » femtoseconde à 160 GHz de rapport cyclique de 1/17 (une largeur à mi-hauteur inférieure à 300 fs). La suite de cette section va présenter en détail ces travaux. La source optique utilisée dans la suite sera fréquemment appelée compresseur et cela pour rappeler au lecteur le principe de base de cette source.

### 2.4.2 Simulations numériques

Les simulations numériques présentées dans cette partie ont été réalisées par Bertrand Kibler, lors d'une collaboration durant ma thèse. Ces simulations consistent en l'étude de la propagation non-linéaire d'un battement sinusoïdal cadencé à 160 GHz au sein d'un compresseur optique composé de trois tronçons différents de fibres optiques. Ce battement est issu de la combinaison de deux ondes continues polarisées linéairement de même puissance mais de fréquences différentes séparées de 160 GHz.

Le modèle de ces simulations est basé sur l'équation de Schrödinger non-linéaire, incluant les pertes linéiques de la fibre ainsi que les effets d'ordres supérieurs tels que la dispersion d'ordre trois [37] comme le montre l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial A}{\partial z}}_{\text{propagation}} + \underbrace{\frac{i\beta_2 A}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{i\beta_3 A}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3}}_{\text{dispersion}} + \underbrace{\frac{\alpha}{2} A}_{\text{absorption}} = \underbrace{i\gamma |A|^2 A}_{\text{effet Kerr}} - \underbrace{i\gamma T_r \frac{\partial |A|^2}{\partial t} A}_{\text{effet Raman}} - \underbrace{\frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial t}}_{\text{auto-raïdissement}} \quad (2.5)$$

A représente l'enveloppe d'une impulsion lumineuse,  $\beta_2$  le coefficient de dispersion d'ordre deux,  $\beta_3$  le coefficient de dispersion d'ordre trois,  $\alpha$  les pertes linéiques,  $\gamma$  le coefficient non-linéaire,  $T_r$  la contribution du gain Raman et  $\omega_0$  la pulsation de la porteuse. L'évolution du battement sinusoïdal en fonction de la distance de propagation est schématisée sur la figure 2.11. Cette simple représentation figure 2.11 va permettre d'identifier les phénomènes physiques mis en jeu dans chacune des étapes de ce compresseur.

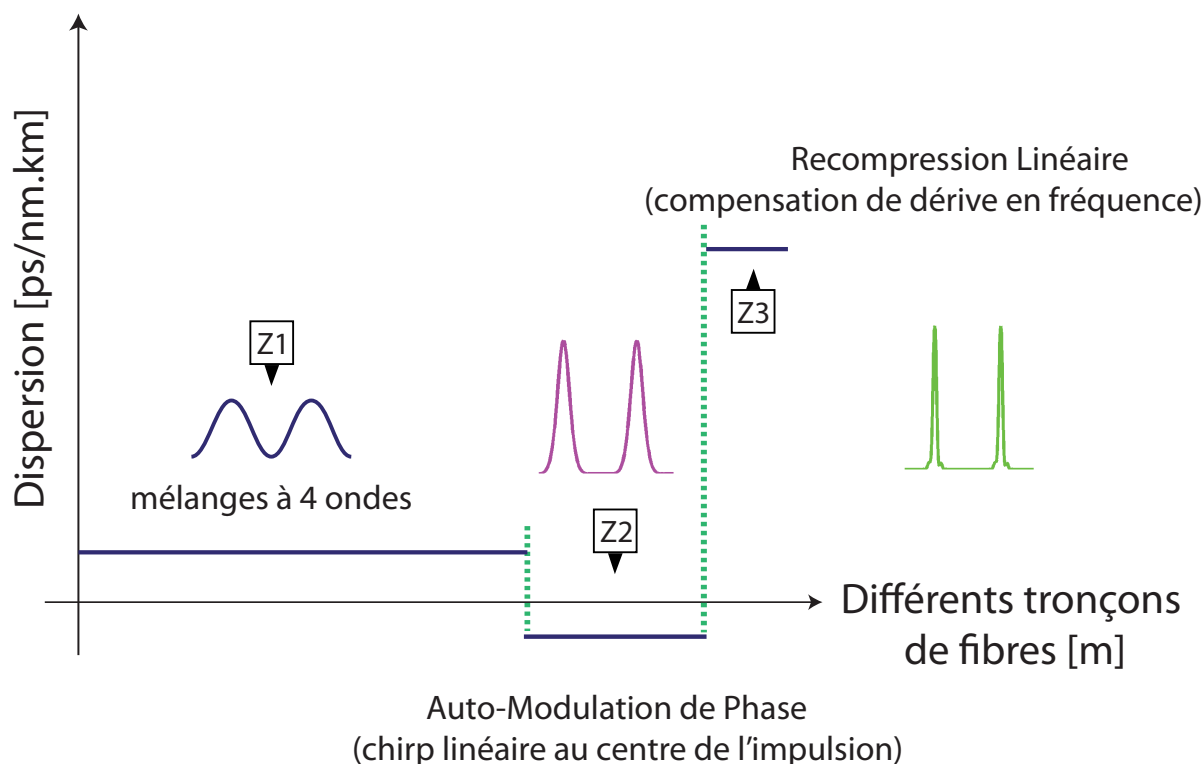


FIGURE 2.11 – Schéma de principe des règles de conception dans le but d'obtenir une source cadencée à hauts débits de rapport cyclique faible.

Comme Pitois et ses collaborateurs [20] le démontrèrent en 2002, pour chaque étape du montage expérimental, des règles semi-empiriques peuvent être utilisées pour optimiser et faciliter la conception de la compression du train d'impulsions.

La première étape a pour but de convertir le battement sinusoïdal initial en un train d'impulsions gaussiennes de rapport cyclique 1/5 par l'intermédiaire de mélange à quatre ondes multiple se produisant dans une fibre à dispersion décalée non-nulle (NZ-DSF) [20].

La deuxième étape permet le remodelage passif des impulsions gaussiennes en un train d'impulsions chirpées linéairement au centre.

À la sortie de ce second segment, le chirp linéaire de ces impulsions peut-être compensé en ajoutant simplement une longueur suffisante de fibre ayant une dispersion opposée à celle de la première fibre, c'est ce qui constitue la dernière étape du compresseur.

#### LES RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Les figures 2.12 et 2.13 représentent les résultats numériques obtenus dans les domaines temporel et spectral de l'évolution du battement sinusoïdal initial en un train d'impulsions cadencé à 160 GHz.

L'évolution des profils d'intensité et de chirp à chaque étape du compresseur pour une période du train d'impulsions de 160 GHz, est représentée figure 2.13(a, b). Le battement sinusoïdal ini-

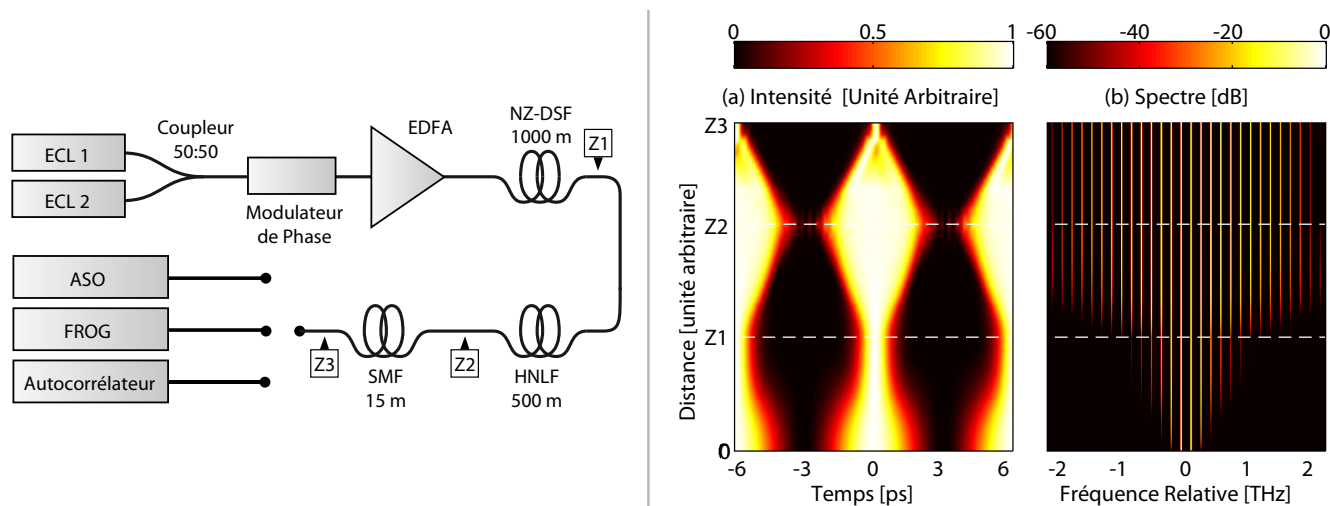


FIGURE 2.12 – À gauche : Schéma expérimental. À Droite : Résultats des simulations numériques de la génération d'une source à 160 GHz par compression temporelle pour une puissance de 27 dBm : (a) Évolution du profil d'intensité temporelle pour deux périodes du train d'impulsions, (b) Évolution du spectre à la sortie de chaque étage du compresseur. Fréquence relative =  $f - f_0$ .

tial est alors converti en impulsions gaussiennes de largeur à mi-hauteur 1,22 ps (*croix*) grâce au processus de mélange à quatre ondes multiples au sein de la fibre NZ-DSF. La figure 2.13(c) représente le spectre optique correspondant au spectre ajusté par une enveloppe gaussienne de largeur à mi-hauteur de 0,37 THz. Le produit largeur temporelle-largeur fréquentielle ( $\Delta\nu\Delta t$ ) est alors de 0,45 soit très proche de la valeur de 0,441 correspondant à une gaussienne en limite de Fourier. De plus la figure 2.13(a) confirme l'aspect quasiment nul du chirp des impulsions.

La second étape du compresseur génère des impulsions linéairement chirpées de largeur à mi-hauteur d'environ 4,3 ps (*cercle*).

Pour finir, la troisième phase conduit à des impulsions gaussiennes avec une très bonne symétrie et de largeur à mi-hauteur de 370 fs (*trait plein*).

La combinaison des deuxième et troisième étapes a permis la compression des impulsions gaussiennes d'un facteur 3.5. La figure 2.13(d) représente le spectre optique des impulsions à la sortie du compresseur. La largeur fréquentielle à mi-hauteur des impulsions est de 1,2 THz, équivalent à un produit largeur temporelle-largeur fréquentielle,  $\Delta\nu\Delta t$  de 0,444.

### 2.4.3 Expériences

Comme cela a été présenté au paragraphe 2.4.1, la méthode de compression se compose de trois étapes. Le schéma expérimental mis en place est représenté figure 2.14.

Le battement initial est issu de la superposition de deux ondes continues délivrées par deux diodes lasers à cavités externes (ECL) polarisées linéairement, séparées de 160 GHz autour de 1550 nm, puis combinées par le biais d'un coupleur optique 50 : 50.

Le signal en sortie du coupleur est injecté dans un modulateur de phase, comme l'indique la figure 2.14, puis amplifié à une puissance moyenne de 27 dBm à l'aide d'un amplificateur à fibre

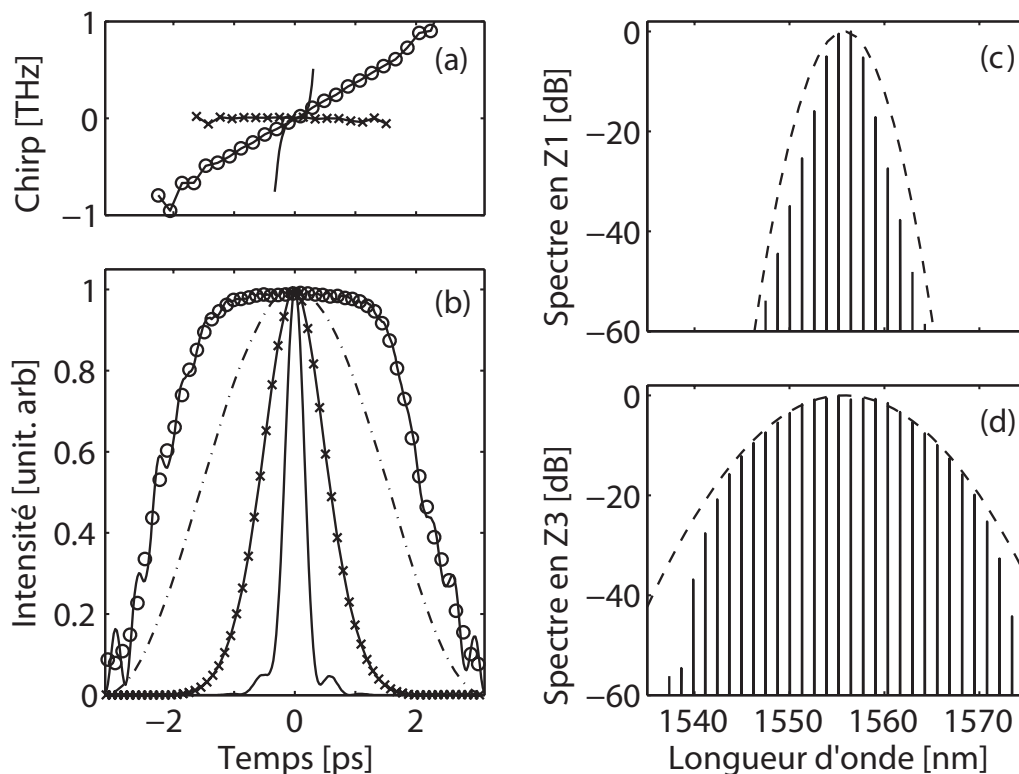


FIGURE 2.13 – Résultats des simulations numériques de la génération d'une source à 160 GHz par compression temporelle : Évolution du chirp (a) et de l'intensité (b) Évolution à différentes étapes du montage (*ligne pointillée* : entrée du compresseur, *croix* : sortie premier étage, *cercle* sortie deuxième étage, *ligne continue* : sortie compresseur). Spectre optique et ajustement par une enveloppe gaussienne (*ligne pointillée*) pour le premier étage de sortie (c) et la sortie du montage (d).

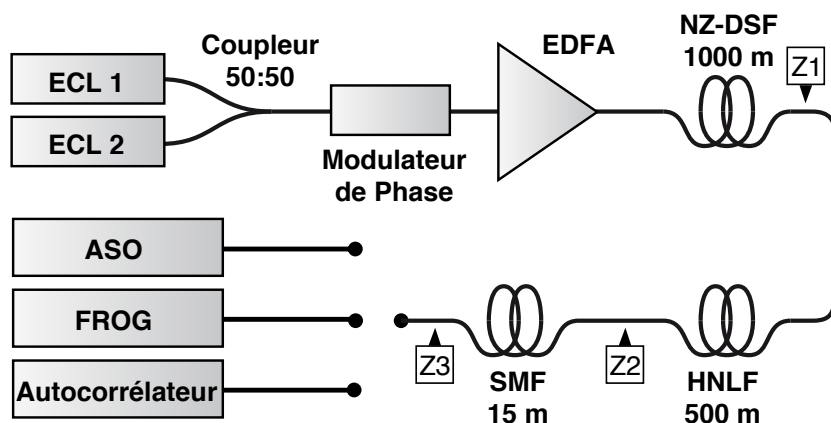


FIGURE 2.14 – Montage expérimental

dopée erbium (EDFA) à maintien de polarisation. Le battement sinusoïdal ainsi généré est injecté dans le premier étage de compression.

Le modulateur de phase va permettre de s'affranchir de la diffusion Brillouin dans les montages expérimentaux. En effet, la diffusion Brillouin stimulée (SBS) au sein d'une fibre est l'un des

premiers facteurs limitatifs lorsqu'une forte puissance est injectée (plusieurs centaines de mW). Ce phénomène de diffusion Brillouin stimulé va fortement limiter l'injection de fortes puissances au sein de la fibre de compression. Typiquement, la génération d'impulsions optiques de largeur temporelle 5 ps cadencées à 40 GHz nécessite l'emploi d'une fibre SMF de 3 km de long dont le seuil critique Brillouin se situe à environ 20 mW alors que la puissance nécessaire à une compression des impulsions optiques est de 350 mW. Le seuil de diffusion Brillouin est habituellement défini par la puissance injectée quand la puissance transmise est égale à la puissance rétrodiffusée. Il faut relever ce seuil pour atteindre la puissance optimale de compression à la sortie du compresseur.

Ainsi, dans le but d'augmenter la valeur du seuil Brillouin au sein du montage expérimental mis en place, une approche consiste à moduler la phase du battement initial à 100 MHz de façon à diminuer la proportion d'énergie contenue dans la bande de gain Brillouin large de 10 MHz dans la silice. Cette méthode a déjà prouvé son efficacité dans de nombreuses expériences mais l'influence de cette modulation sur la qualité des impulsions, notamment sur la gigue temporelle reste à étudier [50].

La technique utilisée dans le compresseur étudié pour contrer ce problème est d'élargir le spectre des diodes lasers (donnée constructeur : 150 kHz) en modulant la phase spectrale des impulsions grâce à un modulateur  $\text{LiNbO}_3$ , alimenté par un modulateur RF à 130 MHz. Cette valeur est issue des travaux de Fatome [45] en 2004.

A la sortie du montage, les impulsions obtenues sont analysées et caractérisées au moyen de différents équipements :

d'un analyseur de spectre optique : Yokogawa AQ6370, de résolution 0,02 nm,

d'un auto-corrélateur à génération de second harmonique (SHG),

d'un montage d'auto-corrélation résolue en fréquence (SHG-FROG) conçu au laboratoire [47] décrite dans section 2.3.

La figure 2.15 représente les résultats expérimentaux des fonctions d'auto-corrélation du train d'impulsions pour chaque segment du compresseur.

#### **PREMIER SEGMENT DU COMPRESSEUR : TRANSFORMATION SIGNAL SINUSOÏDAL → TRAIN GAUSSIEN**

Cette première étape permet la transformation du battement initial en un train d'impulsions gaussiennes de 1,3 ps de largeur à mi-hauteur à l'aide de mélanges à quatre ondes multiples qui se produisent le long d'une fibre à dispersion décalée non-nulle (NZ-DSF). Cette fibre, de longueur 1 km, a une dispersion anormale de  $D=1$  ps/km.nm [20].

#### **SECOND SEGMENT DU COMPRESSEUR : APPLICATION D'UN CHIRP<sup>5</sup> SUR LES IMPULSIONS**

Le deuxième tronçon est composé de 500 m de fibre HNLF de chez *OFS* ayant des pertes linéiques de 1dB/km, une dispersion normale de -0,56 ps/km.nm, un coefficient non-linéaire de  $9 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et une dispersion d'ordre trois de 0,01 ps/km.nm<sup>2</sup>. Un élargissement spectral ainsi que des impulsions chirpées linéairement de 4,3 ps de largeur à mi-hauteur sont obtenus via la combinaison des processus d'auto-modulation de phase et de la dispersion normale au sein du segment de fibre hautement non-linéaire.

#### **DERNIER SEGMENT DU COMPRESSEUR : COMPRESSION TEMPORELLE**

5. décalage fréquentiel en fonction du temps



C'est au sein du dernier segment du compresseur via une fibre standard (SMF) de 17 m de long qu'une compression temporelle permet la compensation du chirp linéaire générant ainsi des impulsions très courtes de forme quasi-gaussiennes.

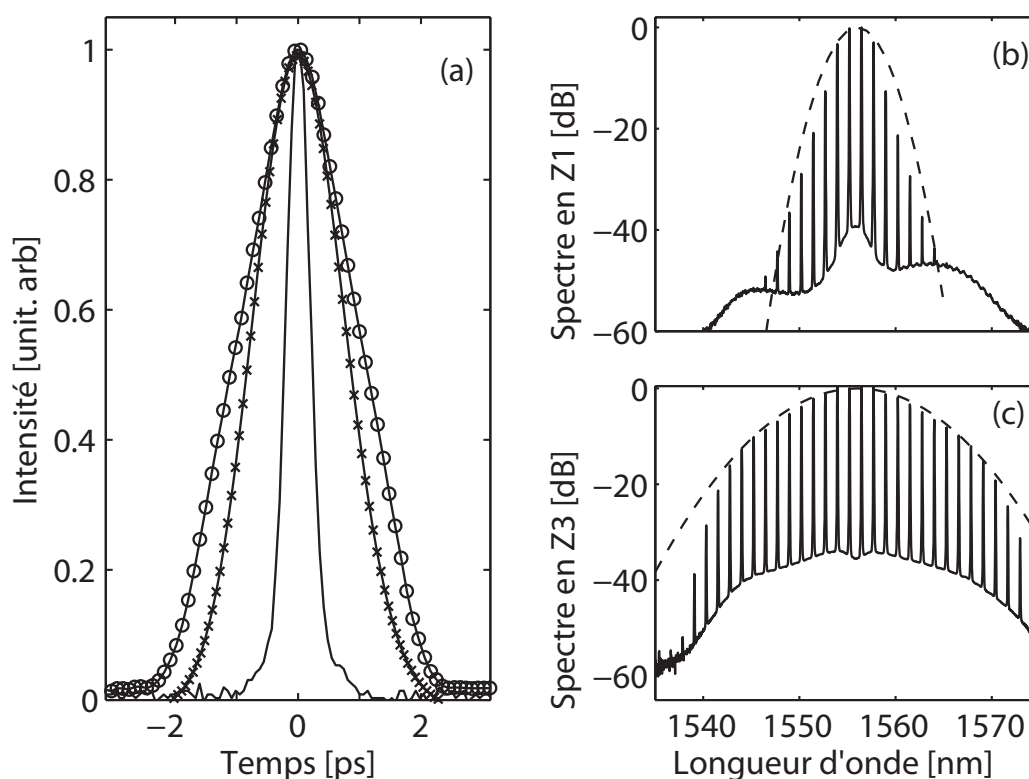


FIGURE 2.15 – Résultats expérimentaux : (a) Évolution de la fonction d'auto-corrélation du train d'impulsions généré à 160 GHz : **croix** : sortie premier segment de fibre optique, **cercles** : sortie du deuxième segment de fibre optique et **trait plein** : sortie du compresseur. (b) **trait plein** : spectre optique à la sortie du premier segment de fibre optique, **pointillés** : ajustement par une enveloppe gaussienne. (c), **ligne continue** : spectre optique en sortie du segment de fibre optique, **pointillé** : ajustement par une enveloppe gaussienne.

#### LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX :

La figure 2.15.a représente les impulsions optiques de forme gaussienne de 1,3 ps générées à la sortie du premier tronçon de fibre optique via une compression non-linéaire du battement sinusoïdal initial.

Le spectre correspondant est visible figure 2.15.b et révèle un grand nombre de bandes latérales générées par le processus de mélange à quatre ondes multiples au sein de la fibre NZ-DSF [24] pour une puissance moyenne injectée de 27 dBm. Un accord sur plus de 40 dB (en amplitude) entre le spectre expérimental et le spectre ajusté par une enveloppe gaussienne représentée en pointillés, de largeur à mi-hauteur 0,37 THz est notable.

Les cercles représentés sur la figure 2.15.a montrent la transformation des impulsions optiques de forme gaussienne en impulsions chirpées linéairement suite au passage dans le second segment de fibre optique du compresseur. Cette modification temporelle issue de processus non-linéaires

au sein de ce segment ( mélange à quatre ondes multiples) associée à une dispersion chromatique normale, s'accompagne d'un élargissement spectral important proche de 30 nm comme cela est visible sur la figure 2.15.c.

Enfin, la ligne continue de la figure 2.15.a représente l'évolution de la fonction d'auto-corrélation du train d'impulsions cadencé à 160 GHz à la sortie du montage. Les impulsions optiques obtenues en sortie du compresseur ont une largeur temporelle à mi-hauteur de 380 fs. Le produit largeur temporelle, largeur fréquentielle obtenu en sortie du montage est de 0,444 avec une largeur fréquentielle de 1,2 THz. La valeur de ce produit indique que les impulsions optiques générées en sortie du compresseur sont quasi en limite de Fourier sachant que la limite de Fourier pour des impulsions optiques gaussiennes est obtenue pour une valeur de produit de 0,441.

Il est à noter que les spectres en sortie du second et dernier tronçons sont quasiment identiques. Ce résultat n'est pas surprenant puisque la propagation de la lumière dans la dernière étape du compresseur est essentiellement dominée par des effets dispersifs .

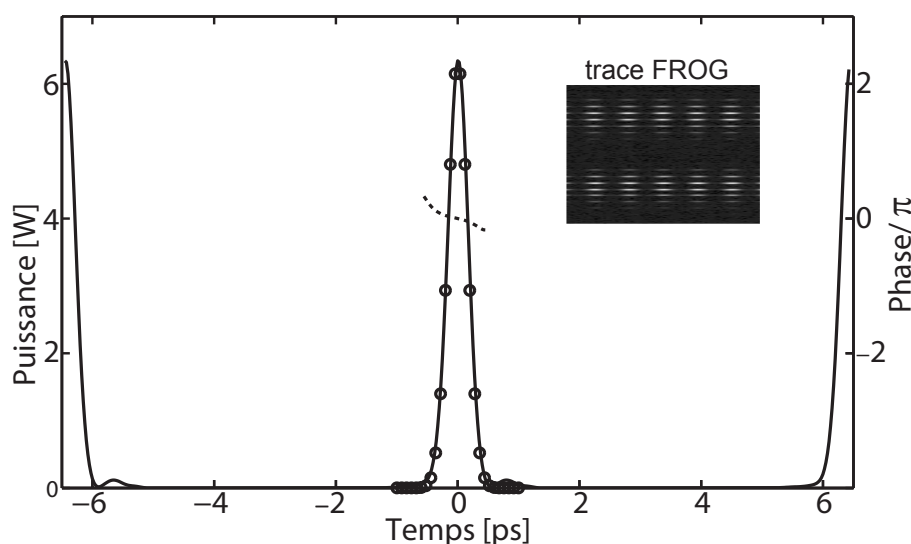


FIGURE 2.16 – Profil de phase et d'intensité du train d'impulsions à la sortie du troisième segment de compression, cadencé à 160 GHz, obtenu par une mesure SHG-FROG, insérée : trace SHG-FROG

Les mesures SHG-FROG visibles sur la figure 2.16 représentent le profil d'intensité retrouvé (trait plein) du train d'impulsions cadencé à 160 GHz confirmant des impulsions de forme gaussienne de largeur temporelle 380 fs grâce à un ajustement par une enveloppe gaussienne (cercles). Le résultat de la figure 2.16 conduit à un rapport cyclique 1/17, valeur assez faible, significative d'une forte compression des impulsions.

La phase retrouvée (ligne pointillée) est plate au centre de l'impulsion confirmant le résultat du produit largeur temporelle largeur fréquentielle : les impulsions sont quasi en limite de Fourier. Enfin, la puissance maximale crête est supérieure à 6 W ce qui correspond à une puissance moyenne élevée de 400 mW pouvant être bénéfique dans le contexte de l'optique non-linéaire.

Le taux d'extinction du profil d'intensité du train d'impulsions, situé entre le maxima d'intensité et le fond continu est de 18 dB révélant une très bonne conservation du train d'impulsions au cours

de la propagation, sans chevauchement entre impulsions voisines.

L'acquisition de cette trace SHG-FROG se réalise sur un laps de temps de 10 minutes environ pendant lesquelles plus de 160 spectres sont enregistrés à l'aide d'un analyseur de spectre optique Yokogawa AQ6370 de très grande sensibilité et de résolution 0,02 nm.

La puissance moyenne nécessaire au bon fonctionnement est élevée par rapport aux résultats de Inoue *et al.* dont le montage expérimental est constitué de 40 étages de fibres [17] pour une puissance moyenne de 200 mW générant des impulsions de largeur temporelle 323 fs. La forte réduction du nombre d'épissures entre ces deux configurations explique la différence de puissance moyenne nécessaire à chacune d'elle.

#### 2.4.4 Conclusion

Une source cadencée à 160 GHz autour de 1550 nm basée sur une compression temporelle d'un battement sinusoïdal initial a été réalisée en utilisant trois segments de fibres optiques différentes formant le compresseur [51]. Le nombre d'étapes nécessaires a été considérablement réduit par rapport aux résultats publiés antérieurement [17].

Ce compresseur cadencé à 160 GHz présente des avantages tels que sa facilité de mise en œuvre, avec l'utilisation de trois segments de fibres optiques différentes, ou encore sa stabilité dans le temps. La réalisation de mesures sur un intervalle de temps long (plusieurs heures) conduit à des résultats stables. Un autre avantage, de loin le plus important est que cette source est accordable en longueur d'onde en choisissant la fréquence centrale entre les deux diodes lasers formant le battement sinusoïdal initial, et ce grâce au fait que les paramètres de la fibre évoluent très peu en fonction de la longueur d'onde de travail. Cette source conçue à un débit de 160 GHz présente des caractéristiques intéressantes. Un rapport cyclique très faible de 1/17 a été déterminé, pour des impulsions de largeur temporelle à mi-hauteur de 380 fs et de puissance crête maximale de 6 W.

Ce type de sources pourrait trouver de nombreuses applications dans le domaine de l'optique ultra-rapide notamment pour des télécommunications optiques à très haut débit.

## 2.5 Sources à hauts débits : 1,5 THz à 3,4 THz

Dans cette section va être présentée la génération de sources atteignant des débits de l'ordre du THz. Un besoin de plus en plus grandissant d'une augmentation constante du débit de l'information a suscité l'intérêt de la génération de ces sources. Un montage expérimental, accordable en débit et en longueur d'onde, va être détaillé dans la première partie de cette section. Puis, le lecteur pourra apprécier les études dans les domaines temporel et fréquentiel de cette source à des débits de 1,5 THz, 1,7 THz puis 3,4 THz.

### 2.5.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de cette source est représenté figure 2.17. Un battement initial est obtenu par la superposition de deux ondes continues, autour de 1550nm, issues de deux diodes

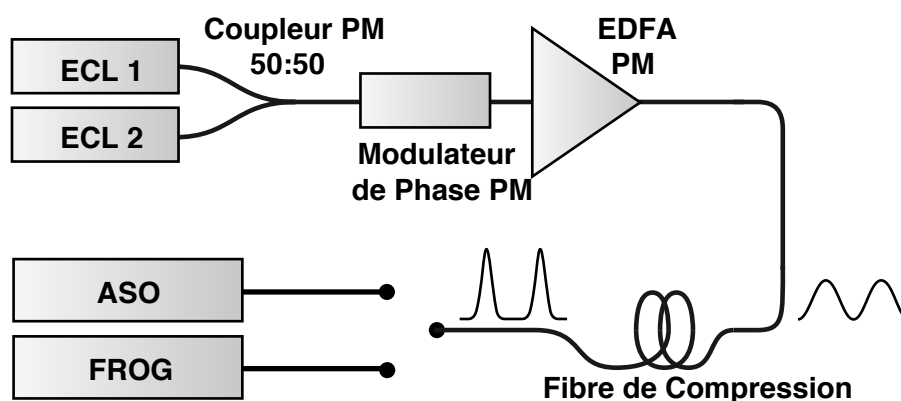


FIGURE 2.17 – Montage expérimental, PM : maintien de la polarisation

laser à cavité externe (ECL, GN Nettek Oscics). Le taux de répétition du dispositif est déterminé par l'écart en fréquence entre les deux diodes laser, faisant de cette source une source accordable en débit, et en longueur d'onde (cela n'est possible que si les paramètres de la fibre évoluent peu en fonction de la longueur d'onde de travail). Afin de s'affranchir des problèmes liés à la diffusion Brillouin stimulée (SBS) au sein de la fibre optique de compression hautement non-linéaire utilisée dans le montage (cf paragraphe 2.4.3), un modulateur de phase à maintien de polarisation  $\text{LiNbO}_3$  alimenté par un signal RF à 120 MHz est placé à l'entrée de la fibre de compression (cf figure 2.17).

Le signal en sortie de fibre est ensuite amplifié par un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA, IPG PM) [24]. Afin de maximiser au mieux le processus de mélange à quatre ondes dans la fibre de compression, du matériel à maintien de polarisation a été utilisé dans l'intégralité du montage.

À la sortie du compresseur, le train d'impulsions généré est caractérisé en intensité et en phase par le biais d'un montage de corrélation résolue en fréquence (SHG-FROG) (cf paragraphe 2.10) et d'un analyseur de spectre optique (OSA, Yokogawa AQ6370) [43, 44, 46, 52].

## 2.5.2 Taux de répétition à 1,5 THz : Expériences et simulations

Le battement initial est généré par deux diodes ayant pour longueurs d'ondes  $\lambda_1 = 1549,6$  nm et  $\lambda_2 = 1561,5$  nm. Cet écart en longueur d'onde,  $\lambda_2 - \lambda_1$ , donne un écart en fréquence de 1,5 THz centré autour de 1555 nm. Le train d'impulsions est amplifié à une puissance moyenne de 3,3 W puis injecté dans la fibre de compression HNLF.

La fibre optique de compression utilisée a pour spécificités à 1550 nm : une dispersion chromatique  $D = 0,8$  ps/nm.km, un coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma = 9,5 \text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  et une pente de dispersion  $S = 0,008$  ps/nm<sup>2</sup>.km. La pente de la dispersion est très faible permettant ainsi d'éviter tout problème d'asymétrie dans le profil d'intensité des impulsions lors de leur propagation. Les pertes linéiques de la fibre de compression sont de  $\alpha = 0,7$  dB/km.

Dans le montage, la sortie de la fibre est directement connectée aux différents instruments utilisés pour la caractérisation ou l'observation du train d'impulsions, permettant d'éviter une éventuelle déformation des impulsions qui pourrait se produire pour des puissances crêtes élevées dans

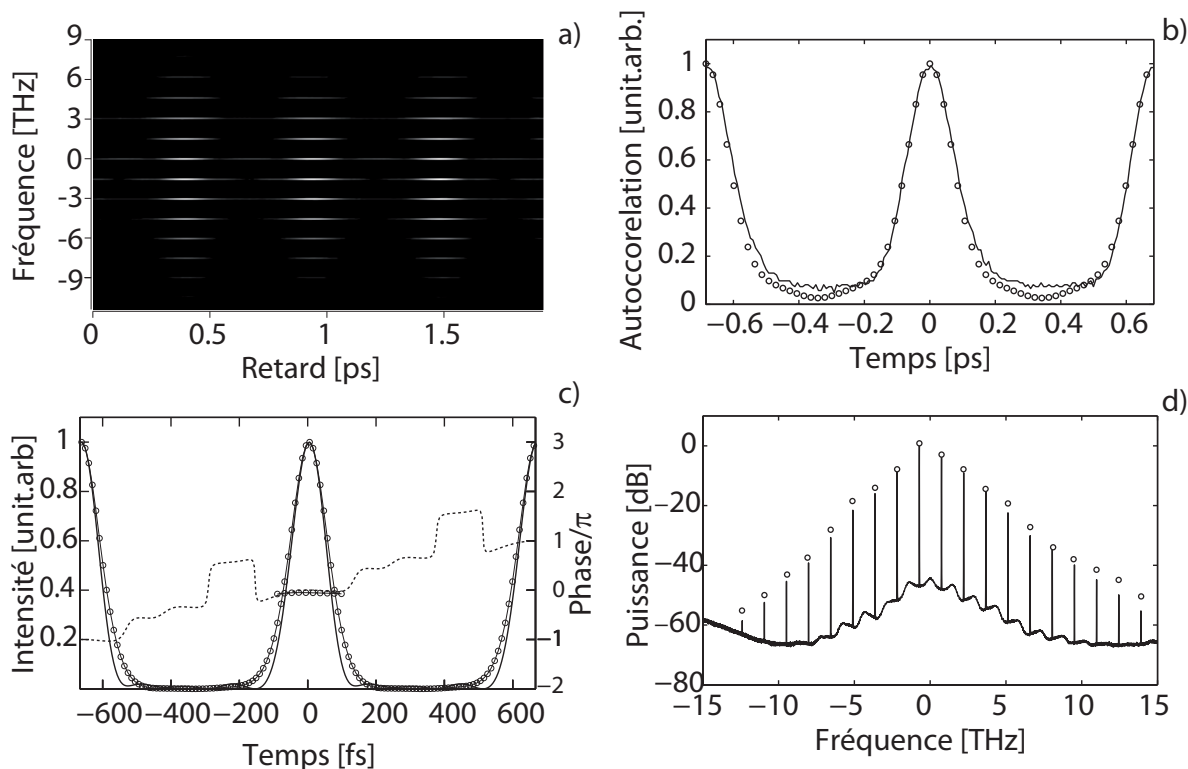


FIGURE 2.18 – Résultats SHG-FROG pour un débit de 1,5 THz, a) Trace FROG expérimentale, b) Fonction d’auto-corrélation mesurée (*trait plein*), résultats des simulations numériques (*cercle*), c) Intensité retrouvée (*trait plein, à gauche*) et phase retrouvée (*trait plein, à droite*), résultats des simulations numériques (*cercle*), d) Spectre optique mesuré, résultats des simulations numériques (*cercle*).

le cas d’une propagation dans une jarrettière de fibre monomode standard (SMF).

Les résultats expérimentaux et numériques de la caractérisation de la source cadencée à 1,5 THz sont illustrés figure 2.18.

Dans le but d’analyser au mieux des résultats expérimentaux, l’équation de Schrödinger non-linéaire a été résolue numériquement. Ceci permet un comparatif ‘expériences-simulations’ pour la caractérisation complète de cette source. Pour s’approcher au plus près de la configuration pratique, les paramètres expérimentaux mesurés (les pertes linéiques, la longueur de la fibre) ont été pris en compte dans les simulations ainsi que la dispersion d’ordre trois [37].

La figure 2.18.a illustre la trace SHG-FROG expérimentale (nombre de points : 256\*256) du champ après propagation dans la fibre de compression de 29 m de long. Le facteur d’erreur est dans ce cas très faible, inférieur à  $10^{-3}$  (équation 2.4).

Les profils d’intensité et de phase retrouvés du train d’impulsions cadencé à 1,5 THz sont représentés figure 2.18.c. Sur la figure 2.18.b la puissance est normalisée. Un bon accord 2.18.b entre la fonction d’auto-corrélation mesurée et simulée est à noter.

La forme des impulsions sans piédestal notable, est proche d’une gaussienne d’après l’ajustement gaussien représenté par les cercles figure 2.18.c. La phase est quasi constante le long des impulsions (trait pointillé sur la figure 2.18.c) signe que les impulsions sont en limite de Fourier.

Le saut de phase de  $\pi$  entre deux impulsions voisines est caractéristique d'un train d'impulsions (modulation de phase à chaque changement d'état du signal). Un bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations (cercles 2.18.c) est visible.

Le spectre optique du train d'impulsions cadencé à 1,5 THz en sortie du montage présente lui aussi un bon accord avec les résultats numériques, figure 2.18. Celui-ci est composé d'un large peigne de fréquences résultant du processus de mélange à quatre ondes multiple au sein de la fibre de compression.

Remarquons que chaque composante spectrale au sein de la fibre de compression induit un phénomène d'instabilité modulationnelle spontanée. Cette source générée à 1,5 THz présente des caractéristiques expérimentales intéressantes, un rapport cyclique faible issu d'impulsions brèves de bonne qualité. De plus, l'étude numérique faite en parallèle vient valider toutes ces données.

### 2.5.3 Taux de répétition de 1,7 THz à 2 THz : Expériences et simulations

Les résultats obtenus pour la génération d'une source optique ayant un débit de 1,5 THz étant concluants et compte-tenu du bon accord entre les simulations et les expériences, la suite de notre étude a porté sur la réalisation d'une même source mais à des débits différents : 1,7 THz et 2 THz.

Pour cela, la démarche de caractérisation fut inverse. L'investigation a débuté par une étude numérique dans le but de déterminer les bons paramètres physiques permettant l'obtention d'une telle source, s'appuyant ainsi sur les résultats fiables obtenus à 1,5 THz.

L'étude numérique concernant la propagation d'un train d'impulsions cadencé à 2 THz, est basée sur l'équation de Schrödinger non-linéaire. Ainsi la longueur de fibre de compression nécessaire à l'obtention d'un débit de 2 THz a pu être numériquement déduite. Suite à cela, la source a été mise en place, puis caractérisée.

Le montage expérimental utilisé est identique à celui de la figure 2.17, seule la longueur de fibre de compression et les longueurs d'ondes des diodes laser à cavité externes ont été modifiées.  $\lambda_1=1550$  nm et  $\lambda_2=1563,9$  nm.

Pour un débit de 1,7 THz la compression optimale des impulsions optiques a été atteinte pour 16 m de fibre de compression et pour une puissance moyenne en entrée de fibre de 5,5 W. La figure 2.19 illustre les résultats expérimentaux. La figure 2.19.a représente la trace FROG mesurée et la figure 2.19.b, la trace FROG retrouvée, un bon accord visuel entre les deux traces SHG-FROG est notable.

Le profil d'intensité retrouvé du train d'impulsions, trait plein, figure 2.19.c, présente des impulsions optiques parfaitement séparées, de largeur à mi-hauteur 110 fs. Les cercles représentent les résultats des simulations numériques en bon accord avec l'expérience.

De même que cela a été vu pour la source à 1,5 THz, un saut de phase de  $\pi$  entre deux impulsions voisines est visible, caractéristique d'un signal modulé. Le spectre de cette source cadencée à 1,7 THz illustré sur la figure 2.19.d, confirme un bon accord entre les données expérimentales (*trait plein*) et retrouvées (*cercle*).

La figure 2.20 présente les résultats expérimentaux et simulés pour une puissance moyenne en entrée de fibre de 5,3 W générant un débit de 2 THz. La figure 2.20.b correspond au spectre

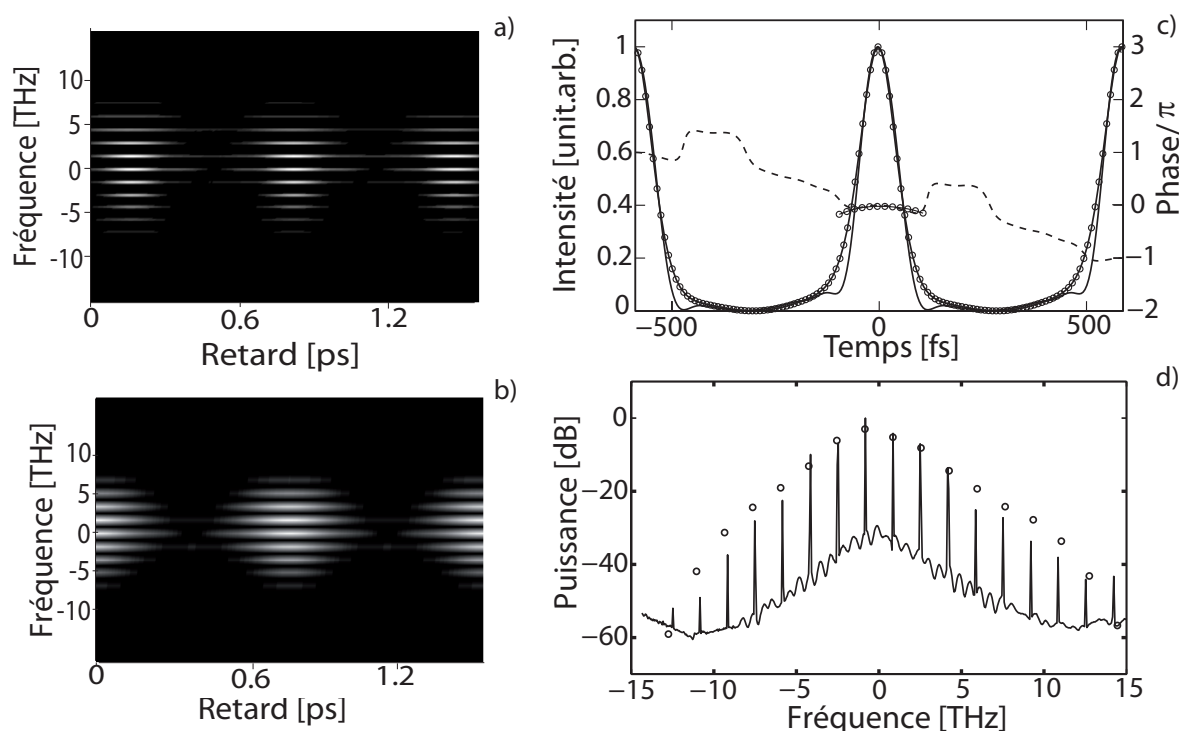


FIGURE 2.19 – Résultats SHG-FROG pour un débit de 1,7 THz, a) Trace SHG-FROG expérimentale, b) Trace SHG-FROG retrouvée, c) Intensité retrouvée (*trait plein, à gauche*) et phase retrouvée du train d'impulsions (*trait plein, à droite*), résultats des simulations numériques(*cercle*), d) Spectre optique mesuré (*trait plein*), résultats des simulations numériques(*cercle*).

optique mesuré (*trait plein*) en sortie du montage. Les cercles représentent les résultats des simulations numériques. Un accord sur presque 30 dB est visible entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques. Les impulsions optiques caractérisées, (*trait plein* figure 2.20).c sont correctement séparées et ont une largeur à mi-hauteur de 110 fs, en bon accord avec les résultats numériques (*cercle*). Enfin, la phase (*ligne pointillée*) est plate le long des impulsions ce qui indique qu'elles sont en limite de Fourier.

La figure 2.20.d représente la fonction d'auto-corrélation expérimentale du train d'impulsions (*trait plein*), suivant parfaitement la fonction d'auto-corrélation numérique (*cercle*).

#### 2.5.4 Multiplication du débit par deux : de 1,7 THz à 3,4 THz

Cette section présente une technique permettant la multiplication du taux de répétition de la source par deux. Dans cette partie est présentée la génération d'une source optique cadencée à 3,4 THz à partir d'une source cadencée à 1,7 THz et cela grâce à l'effet Talbot [53–58].

Lors de la propagation d'un train d'impulsions dans un milieu dispersif, toutes ses composantes spectrales acquièrent chacune des phases différentes qui permettent soit la régénération du signal initial soit la multiplication d'un facteur  $k$  du débit initial [53–58]. Les fibres optiques ainsi que les réseaux de Bragg sont d'excellents milieux dispersifs pour obtenir cette multiplication [59–62]. Dans le montage présenté dans cette section, est utilisée une fibre optique standard SMF-28 per-

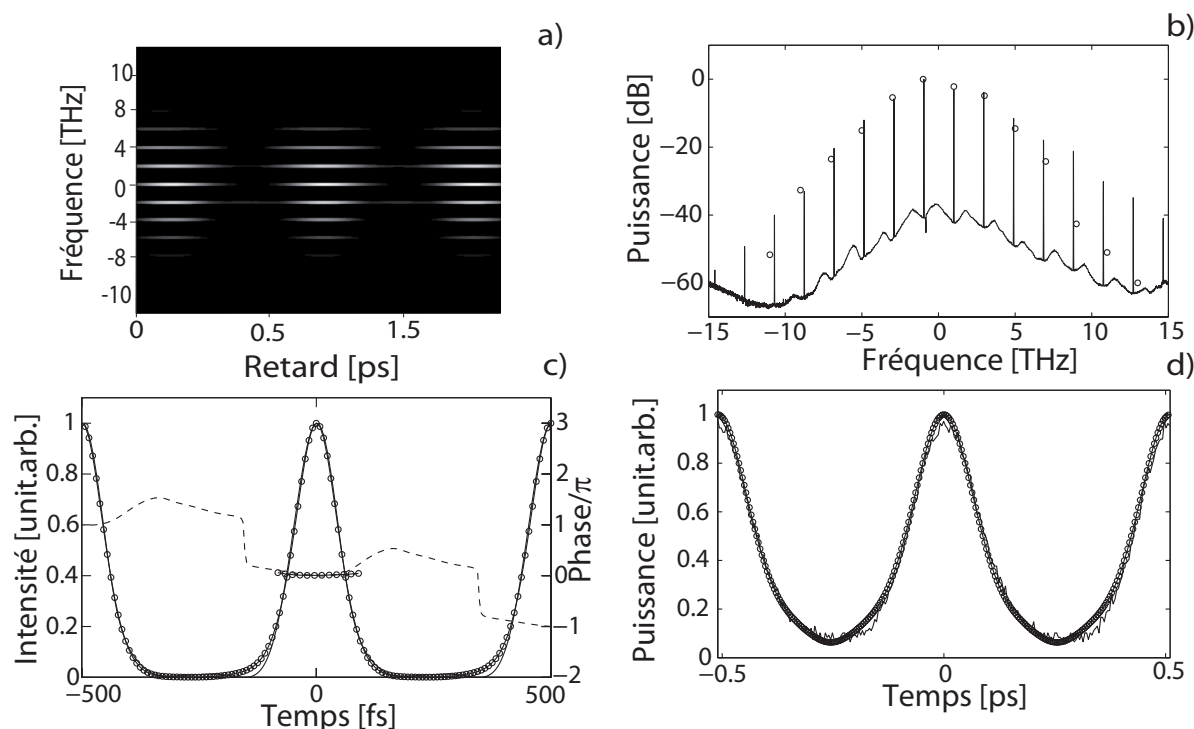


FIGURE 2.20 – Résultats SHG-FROG pour un débit de 2 THz, a) Trace SHG-FROG expérimentale, b) Spectre optique mesuré (*trait plein*), résultats des simulations numériques(*cercle*), c) Intensité retrouvée (*trait plein, à gauche*) et phase retrouvée du train d'impulsions(*trait plein, à droite*), résultats des simulations numériques(*cercle*), d) Fonction d'auto-corrélation expérimentale (*trait plein*), résultats des simulations numériques (*cercle*).

mettant un débit double de celui initialement obtenu (1,7 THz).

Les résultats des travaux de Chestnut et ses collaborateurs en 2002 [54] démontrèrent par l'équation suivante la possibilité de prédire la multiplication d'un facteur  $k$  d'un débit initial suivant la longueur et la nature de fibre utilisée :

$$L = \frac{T}{k * D * \Delta\lambda} \quad (2.6)$$

$L$  est la longueur de fibre nécessaire à la multiplication du débit,  $T$  la période du train d'impulsions initial,  $k$  le facteur multiplicatif du débit,  $D$  la dispersion de la fibre utilisée, et  $\Delta\lambda$  est l'écart entre deux composantes spectrales du train d'impulsions (en nm).

D'après l'équation 2.6 [54] la longueur de fibre optique standard SMF-28 nécessaire pour obtenir un débit multiplié par deux est de 1,4 m avec  $\Delta\lambda = 13$  nm,  $D = 17$  ps/nm.km,  $T=0,6$  ps et  $k = 2$ . Cette longueur de fibre va être ajoutée à la sortie du montage 2.17.

Afin d'éviter tout problème de recompression au sein de la fibre standard, nous avons réduit la puissance moyenne du train d'impulsions avant injection. La puissance moyenne est de 3,4 W, cette valeur est élevée mais de part la faible distance de propagation que le train doit parcourir (1,4 m), les effets non-linéaires sont négligeables.



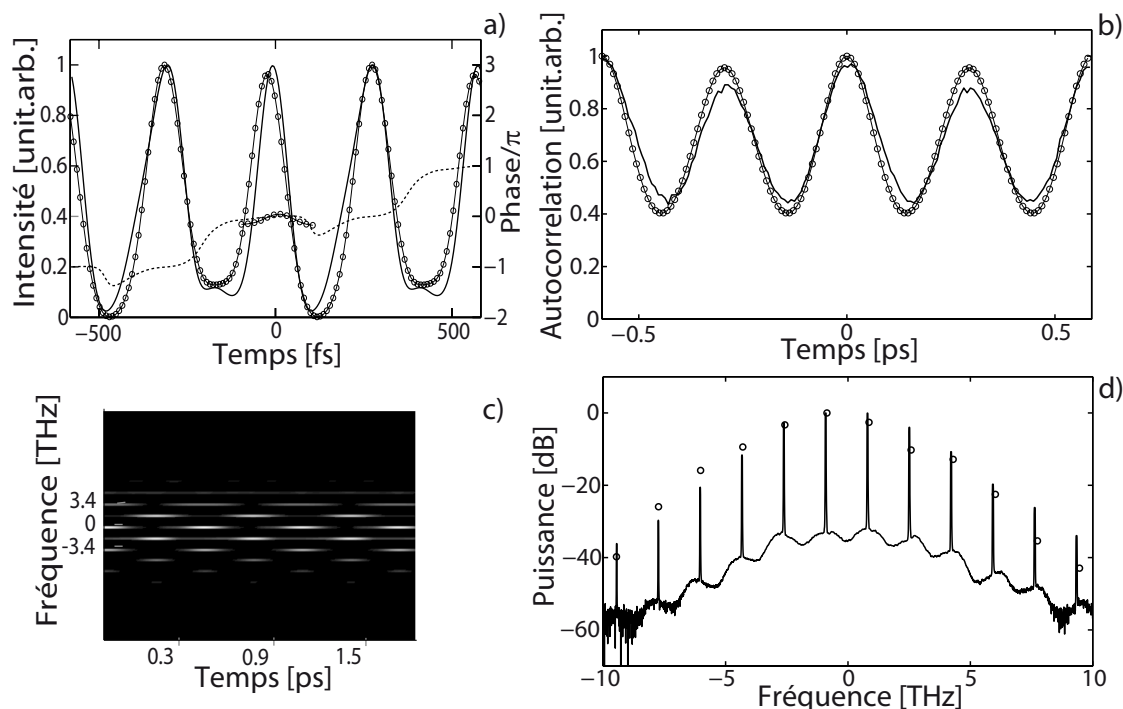


FIGURE 2.21 – Résultats SHG-FROG pour un débit de 3,4 THz, a) Intensité retrouvée (*trait plein*, à gauche) et phase retrouvée (*trait plein*, à droite), résultat des simulations numériques(*cercle*), b) Fonction d'auto-corrélation expérimentale (*trait plein*), retrouvée (*cercles*), c) Trace SHG-FROG expérimentale, d) Spectre optique mesuré et simulation spectre retrouvé(*cercle*).

La figure 2.21 illustre les résultats expérimentaux (*trait plein*) et retrouvés (*cercles*) du train d'impulsions cadencé à 3,4 THz. La trace SHG-FROG (figure 2.21.c) permet aisément de voir la multiplication du débit par deux marquant un bon accord avec la théorie [54]. La comparaison des figures 2.19.c et 2.21.a valide un doublage de la période du train d'impulsions correspondant à une multiplication du débit par deux.

Les impulsions optiques cadencées à 3,4 THz sont séparées de 3,4 THz pour une largeur à mi-hauteur de 110 fs. Une asymétrie notable au niveau des impulsions est due à la dispersion d'ordre trois au sein de la fibre SMF ajoutée en bon accord avec les prédictions numériques (*cercles*).

La fonction d'auto-corrélation figure 2.21.b, présente un fond continu d'environ 0,4 dû à un échange d'énergie entre impulsions voisines. Les simulations numériques (*cercles*) présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux. Le spectre optique, visible figure 2.21.d, affiche un accord sur plus de 30 dB entre le spectre expérimental (*trait plein*) et celui retrouvé (*cercles*).

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentées des méthodes permettant la génération de sources à très haut débit (de 1,5 THz à 3,4 THz) basées sur une technique de compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal au sein d'une fibre dont les propriétés non-linéaires et dispersives sont judicieusement choisies dans le but d'obtenir un bon équilibre [24, 51, 63]. En effet, ces propriétés

sont déterminées via des simulations numériques dans le but d'obtenir un train d'impulsions dont les impulsions sont brèves mais n'ont subi aucune déformations.

Des impulsions de bonne qualité en limite de Fourier ont été obtenues à différents taux de répétition allant de 160 GHz à 3,4 THz.

Une source cadencée à 160 GHz autour de 1550 nm a été présentée. Celle-ci repose sur l'association de trois segments de fibres optiques différentes formant ainsi un montage expérimental appelé compresseur. Celui-ci génère des impulsions optiques de forme gaussienne de largeur à mi-hauteur 380 fs cadencées à 160 GHz représentant un rapport cyclique de 1/17 [51].

Issue de cette même technique de compression non-linéaire, deux autres sources ont été illustrées dans ce chapitre. Celles-ci, cadencées de 1,5 THz à 3,4 THz sont basées sur la génération de mélange à quatre ondes multiple au sein d'une fibre de compression choisie pour ses propriétés non-linéaires et dispersives. Les trains d'impulsions générés par ces sources présentent des impulsions de forme proche d'une gaussienne parfaitement séparées de la valeur du débit.

Une démonstration de la multiplication du débit par deux a également été faite, en s'appuyant sur les travaux de Chestnut et ses collaborateurs en 2002 [54]. Toutes les études numériques de ce chapitre ont été validées par le bon accord avec les études expérimentales correspondantes [51, 63]. L'accordabilité en longueur d'onde et en débit de ces sources en fait un atout majeur. La longueur d'onde de la source dépend de la fréquence centrale entre les deux diodes lasers qui génère le battement sinusoïdal. De là, la longueur d'onde de travail se choisit très facilement permettant une large gamme d'utilisation à condition que la longueur d'onde de travail ne vienne pas modifier les paramètres physiques de la fibre optique utilisée.

## Bibliographie

- [1] P.A. Andrekson and M. Westlund. Nonlinear optical fiber based high resolution all-optical waveform sampling. *Laser & Photonics Review*, 1(3) :231–248, 2007.
- [2] H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari. Optical signal eye diagram measurement with subpicosecond resolution using optical sampling. *Electron.Lett*, 32(15) :2, 1996.
- [3] G. Meloni, G. Berrettini, M. Scaffardi, L. Bogoni, A. and Poti, and M. Guglielmucci. 250-times repetition frequency multiplication for 2.5 thz clock signal generation. *Electron. Lett.*, 41 :1294–1295, 2005.
- [4] L.S. Cruz, M. Sereno, and F.C. Cruz. Deep optical trap for cold alkaline-earth atoms. *Opt. Express*, 16(5) :2909–2914, 2008.
- [5] A. Bogoni, L. Poti, R. Proietti, G. Meloni, F. Ponzini, and P. Ghelfi. Regenerative and reconfigurable all-optical logic gates for ultra-fast applications. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Elec*, 41 :435 – 436, 2005.
- [6] J. Fatome, S. Pitois, A. Kamagate, G. Millot, D. Massoubre, and J.L. Oudar. All-optical reshaping based on a passive saturable absorber microcavity device for future 160-gb/s applications. *PTL*, 19 :4, 2007.
- [7] T. Yamamoto, E. Yoshida, and M. Nakazawa. Ultrafast nonlinear optical loop mirror for demultiplexing 640 gbit/s tdm signals. *Electron. Lett.*, 36 :1013–1014, 1998.
- [8] M. Nakazawa, T. Yamamoto, and K R. Tamura. 1.28 tbit/s-70 km otdm transmission using third- and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator. *Electron.Lett*, 32 :2027–2029, 2000.
- [9] H.G. Weber, S. Ferber, M. Kroh, C. Schmidt-Langhorst, R. Ludwig, V. Marembert, C. Boerner, F. Futami, S. Watanabe, and C. Schubert. Single channel 1.28 and 2.56 tbit/s dqpsk transmission, post deadline paper th 4.1.2. In *ECOC'05*, 2005.
- [10] A. Hasegawa and W.F. Brinkman. Tunable coherent ir and fir sources utilizing modulational instability. *IEEE J. Quantum Electron.*, 16 :694–697, 1980.
- [11] A. D'errico, C. Loiacono, M. Presi, G. Contestabile, and E. Ciaramella. Widely tunable 40 ghz pulse source for 160 gbit/s otdm by simultaneous soliton generation and compression. In *ECOC'03, Rimini, Paper We 2.6.5*, 2003.
- [12] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, and E. M. Dianov. Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communication lines. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 27 :2347–2355, 1991.
- [13] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap. Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation. *Opt.Lett*, 19 :539–541, 1994.
- [14] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap. Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fibre for soliton pulse generation and compression. *Electron. Lett*, 30 :433, 1994.

- [15] Y. Ozeki, S. Takasaka, T. Inoue, K. Igarashi, J. Hiroishi, R. Sugizaki, and S. Sakano, M. and Namiki. Nearly exact optical beat-to-soliton train conversion based on comb-like profiled fiber emulating a polynomial dispersion decreasing profile. *PTL*, 17 :1698–1700, 2005.
- [16] Y. Ozeki, S. Takasaka, J. Hiroishi, R. Sugizaki, T. Yagi, M. Sakano, and S. Namiki. Generation of 1thz repetition rate, 97 fs optical pulse train based on comb-like profiled fibre. *Elec.Lett.*, 41, 2005.
- [17] T. Inoue and S. Namiki. Pulse compression techniques using highly nonlinear fibers. *Laser:Photon.Rev.*, 2(Part 2, No. 2B) :8399, 2008.
- [18] K. Igarashi, H. Tobioka, M. Takahashi, T. Yagi, and S. Namiki. Widely wavelength-tunable 40 ghz femtosecond pulse source based on compression of externally-modulated pulse using 1.4km comb-like profiled fibre. *Electron. Lett*, 41(14) :2, 2005. Anglais.
- [19] S. Trillo, S. Wabnitz, and T. A. B. Kennedy. Nonlinear dynamics of dual-frequency-pumped multiwave mixing in optical fibers. *Phys. Rev. A*, 50 :1732–1747, 1994.
- [20] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot. Generation of a 160-ghz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal. *Opt. Lett.*, 27(19) :1729–1731, 2002.
- [21] J. F. L. Freitas, C.J. S. de Matos, and A.S. L. Gomes. Simultaneous pulse train generation and wavelength conversion in a highly nonlinear fibre due to multiwave mixing. In *ECOC 2005, Glasgow, U.K., Paper Mo 4.5.5*, 2005.
- [22] Arismar Cerqueira S. Jr, J. M. Chavez Boggio, H. E Rieznik, A. A. and Hernandez-Figueroa, H. L Fragnito, and J. C Knight. Highly efficient generation of broadband cascaded four-wave mixing products. *Opt.Express*, 16 :2816–2829, 2008.
- [23] J Fatome, S Pitois, and G Millot. 320/640 ghz high-quality pulse sources based on multiple four-wave mixing in highly nonlinear optical fibre. *Elec.Lett.*, 41, 2005.
- [24] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. 20-ghz-to-1-thz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers. *JQE*, 42, 2006.
- [25] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita. Observation of modulation instability in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 56 :135–138, 1986.
- [26] Y. Gong, P. Shum, D. Tang, C. Lu, and X. Guo. 660ghz solitons source based on modulation instability in short cavity. *Opt. Express*, 11(20) :2480–2485, 2003.
- [27] Shumin Zhang, Shuxia Gao, Chunjiang Jin, and yichang Meng. Generation of picosecond soliton pulses with tunable repetition rate by modulational instability. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, In Press, Corrected Proof :-, 2009.
- [28] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov, and A. M. Prokhorov. Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and raman self-scattering effects. *Opt. Lett.*, 15(23) :1365–1367, 1990.
- [29] N. J. Doran and D. Wood. Nonlinear-optical loop mirror. *Opt. Lett.*, 13 :56–58, 1988.

- [30] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter. Nonlinear amplifying loop mirror. *Opt. Lett.*, 15(13) :752–754, 1990.
- [31] A. Hasegawa and F. Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i anomalous dispersion. *Appl. Phys. Lett.*, 23 :142, 1973.
- [32] K. Tajima. Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss. *Opt. Lett.*, 12(1) :54–56, 1987.
- [33] K. J. Blow, N. J. Doran, and David Wood. Generation and stabilization of short soliton pulses in the amplified nonlinear schrödinger equation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(2) :381–391, 1988.
- [34] H. H. Kuehl. Solitons on an axially nonuniform optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(3) :709–713, 1988.
- [35] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov. Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers. *Opt. Lett.*, 14(18) :1008–1010, 1989.
- [36] S. Chi and M. L. Lin. Concatenated soliton fibre link. *Electron. Lett.*, 27 :237–238, 1991.
- [37] G.P.Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. San Francisco, 2001.
- [38] S.V. Chernikov, J.R. Taylor, and R. Kashyap. Integrated all optical fibre source of multigigahertz soliton pulse train. *Elec.Let*, 20 :1788–1789, 1993.
- [39] K. C. Chu, J. P. Heritage, R. S. Grant, K. X. Liu, A. Dienes, W. E. White, and A. Sullivan. Direct measurement of the spectral phase of femtosecond pulses. *Opt. Lett.*, 20(8) :904–906, 1995.
- [40] J. Peatross and A. Rundquist. Temporal decorrelation of short laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(1) :216–222, 1998.
- [41] Rick Trebino and Daniel J. Kane. Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses : frequency-resolved optical gating. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10(5) :1101–1111, 1993.
- [42] R. Trebino. *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. 2002.
- [43] R. Trebino, K.W. DeLong, D.N. Fittinghoff, J.N. Sweetser, M.A. Krumbugel, B.A. Richman, and D.J. Kane. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating. *Rev. Sci. Instrum.*, 68 :3277–3295, 1997.
- [44] D. Kane and R. Trebino. Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 29 :571, 1993.
- [45] J. Fatome. *Propagation d’impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2004.
- [46] K. W. DeLong, Rick Trebino, J. Hunter, and W. E. White. Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(11) :2206–2215, 1994.
- [47] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. Sensitivity of shg-frog for the characterization of ultrahigh-repetition-rate telecommunication laser sources. *OFT*, 10 :73–78, 2004.

- [48] S. Pitois, C. Finot, J. Fatome, B. Sinardet, and G. Millot. Generation of 20-ghz picosecond pulse trains in the normal and anomalous dispersion regimes of optical fibers. *Opt.Com*, 260 :301–306, 2006.
- [49] C. Finot, J. Fatome, and G. Pitois, S. Millot. All-fibered high-quality low duty-cycle 20-ghz and 40-ghz picosecond pulse sources. *PTL*, 19 :1711–1713, 2007.
- [50] S. Pitois, C. Finot, J. Fatome, and M. Lintz. Impact d'une modulation de phase anti-brillouin sur la génération d'un train d'impulsions picosecondes dans une fibre optique. In *27eme Journées Nationales de l'Optique Guidée, Lannion : France*, 2008.
- [51] C. Fortier, B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, S. Pitois, and G. Millot. All-fibered high-quality low duty-cycle 160-ghz femtosecond pulse source. *Laser Physics Letters*, 5(11) :817–820, 2008.
- [52] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. Measurement of nonlinear and chromatic dispersion parameters of optical fibers using modulation instability. *OFT*, 12 :243–?250, 2006.
- [53] N. K. Berger, B. Levit, S. Atkins, and B. Fischer. Repetition rate multiplication of optical pulses using fiber bragg gratings. In *OFC, Anaheim, USA*, 2002.
- [54] D. A. Chestnut, C. J. S. de Matos, and J. R. Taylor. 4\* repetition-rate multiplication and raman compression of pulses in the same optical fiber. *Opt. Lett*, 27 :1262–1264, 2002.
- [55] J. Azaña, R. Slavik, P. Kockaert, L.R. Chen, and S LaRochelle. Generation of customized ultrahigh repetition rate pulse sequences using superimposed fiber bragg gratings. *J. Lightwave Technol.*, 21(6) :1490, 2003.
- [56] J. Azaña and A.M. Muriel. Temporal talbot effect in fiber gratings and its applications. *Appl. Opt.*, 38(32) :6700–6704, 1999.
- [57] J. Azaña and M. A. Muriel. Temporal self-imaging effects : theory and application for multiplying pulse repetition rates. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 7 :728–744, 2001.
- [58] J. Azaña and A.M. Muriel. Technique for multiplying the repetition rates of periodic trains of pulses by means of atemporal self-imaging effect in chirped fiber gratings. *Opt. Lett.*, 24(23) :1672–1674, 1999.
- [59] S. Longhi, M. Marano, P. Laporta, O. Svelto, M. Belmonte, B. Agogliati, L. Arcangeli, V. Pruneri, M. N. Zervas, and M. Ibsen. 40-ghz pulse-train generation at 1.5  $\mu\text{m}$  with a chirped fiber grating as a frequency multiplier. *Opt. Lett.*, 25(19) :1481–1483, 2000.
- [60] P. Petropoulos, M. Ibsen, M. N. Zervas, and D. J. Richardson. Generation of a 40-ghz pulse stream by pulse multiplication with a sampled fiber bragg grating. *Opt. Lett.*, 25(8) :521–523, 2000.
- [61] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. Influence of third-order dispersion on the temporal talbot effect. *Opt.Com*, 234 :29–34, 2004.
- [62] J.A Bolger, P Hu, J. T. Mok, J. L. Blows, and B.J. Eggleton. Talbot self-imaging and cross-phase modulation for generation of tunable high repetition rate pulse trains. *Optics Communications*, 249(4-6) :431 – 439, 2005.

- 
- [63] J. Fatome, S. Pitois, C. Fortier, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz, and E. Samain. Multiple four-wave mixing in optical fibers : 1.5-3.4-thz femtosecond pulse sources and real-time monitoring of a 20-ghz picosecond source. *Optics Communications*, 283(11) :2425 – 2429, 2010.

# Caractérisations de fibres chalcogénures microstructurées

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Présentation des méthodes de mesures utilisées pour la caractérisation de fibres optiques microstructurées chalcogénures . . . . .</b>	<b>98</b>
3.1.1	Mesure des pertes optiques . . . . .	98
3.1.2	Mesure de la dispersion chromatique : méthode interférométrique . . . . .	99
3.1.3	Mesure de la biréfringence . . . . .	105
<b>3.2</b>	<b>Étude des propriétés des fibres chalcogénures microstructurées à 3 couronnes</b>	<b>108</b>
3.2.1	Observation du profil de mode en sortie de la fibre chalcogénure . . . . .	109
3.2.2	Mesure de biréfringence $B_m$ de la fibre chalcogénure $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$ . . . . .	111
3.2.3	Mesure de dispersion chromatique des fibres microstructurées chalcogénures 3 couronnes à trous $\text{GeSbS}_1$ et $\text{GeSbS}_2$ . . . . .	113
3.2.4	Auto-modulation de phase (SPM) et coefficient non-linéaire ( $\gamma$ ) au sein de fibres chalcogénures microstructurées . . . . .	114
3.2.5	Caractérisation de la diffusion Brillouin au sein de la fibre $\text{GeSbS}_2$ . . . . .	117
3.2.6	Mesure de la largeur de raie : méthode auto-hétérodyne . . . . .	122
3.2.7	Caractérisation de la diffusion Raman . . . . .	125
<b>3.3</b>	<b>Étude des propriétés d'une fibre chalcogénure <math>\text{As}_2\text{S}_3</math> à cœur suspendu . . . . .</b>	<b>129</b>
3.3.1	Observation du profil de mode en sortie de la fibre . . . . .	130
3.3.2	Mesures des pertes linéiques . . . . .	130
3.3.3	Auto-modulation de phase (SPM) et coefficient non-linéaire ( $\gamma$ ) . . . . .	131
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>133</b>

---



Les fibres à cristaux photoniques (PCF)<sup>1</sup> en silice offrent la possibilité d'augmenter la non-linéarité effective, grâce à un fort confinement de la lumière [1, 2]. Un autre avantage est la possibilité d'adapter la dispersion du guide en modifiant la structure du guide (guide à trois couronnes, à cœur sur suspendu) donnant lieu à un très large éventail d'applications pouvant bénéficier de ces caractéristiques, par exemple la génération de supercontinuum [3], la biologie [4], la métrologie optique [5], la caractérisation d'effets non-linéaires avec une grande efficacité et compacité [6] et également pour la lévitation de particules optiques [7].

Néanmoins, les fibres PCF en silice ont une non-linéarité limitée en raison de l'indice non-linéaire du matériau peu élevé ( $2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ), de plus leurs pertes intrinsèques de transmission du matériau interdisent toutes applications au delà de  $2 \mu\text{m}$ .

Ces diverses raisons viennent soutenir l'idée de travailler avec des fibres PCF conçues dans d'autres matériaux dans le but de renforcer le domaine des applications à base de fibres microstructurées (profils visibles sur la figure 3.2) [1, 2, 8–14].

Plusieurs verres ont été jugés très attractifs par leurs caractéristiques non-linéaires intrinsèques, tels que les verres de chalcogénures ( $2,8 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ ), de bismuth ( $2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ) ou de tellure ( $1,1 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ). Le graphique 3.1 établi par Fend et ses collaborateurs en 2005 [15], inspiré des résultats de Boling et ses collaborateurs en 1978, présente la variation de l'indice non-linéaire du matériau en fonction de son indice effectif, et cela pour diverses compositions dans la famille par exemple des verres de tellure ou encore de chalcogénures.

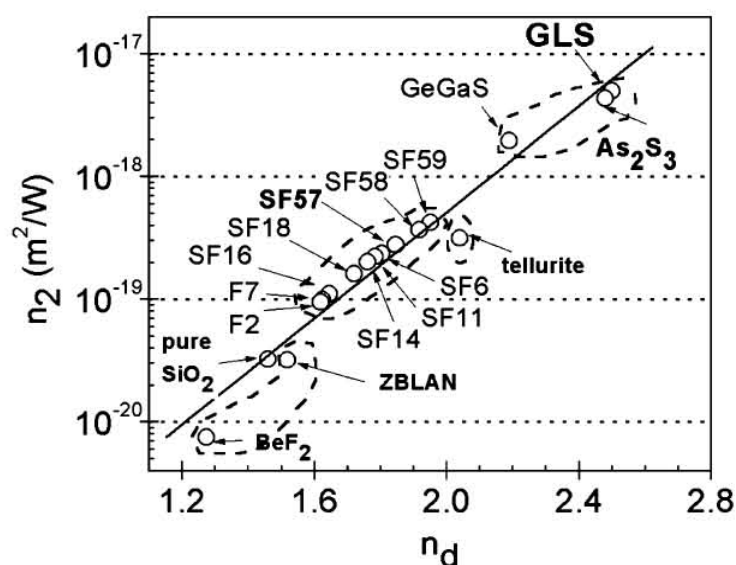


FIGURE 3.1 – Graphique représentatif de l'évolution de l'indice non-linéaire du matériau en fonction de son indice effectif [15]

Les différentes compositions répertoriées dans ce tableau 3.1 ont un atout imparable, elles possèdent un indice non-linéaire deux à trois ordres de grandeurs supérieur à celui de la silice [1, 2, 9–12, 14, 16].

Bien que la dispersion du matériau de ces compositions soit souvent très grande aux environs de

1. nommée aussi microstructurées : à cœur suspendu ou à couronnes à trous

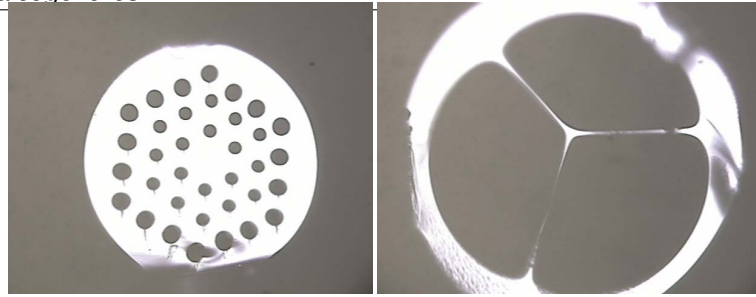


FIGURE 3.2 – Image de fibres à cristaux photoniques chalcogénures fabriquées au sein des laboratoires ICB de Dijon et EVC de Rennes : à gauche 3 couronnes à trous, à droite cœur suspendu

1,5  $\mu\text{m}$  ( $\approx -280$  ps/km.nm), plusieurs résultats démontrèrent que suivant le modèle de conception utilisé, il est possible de modifier de façon significative la valeur du zéro de dispersion de la fibre vers des longueurs d'ondes plus faibles [9, 11, 12].

Récemment, en 2008, un exemple montrant l'efficacité des effets non-linéaires dans les fibres spéciales à base de verres hautement non-linéaires a été réalisé par Domachuk *et al.* [12].

Domachuk et ses collaborateurs génèrent un supercontinuum s'étendant sur plus de 4  $\mu\text{m}$  dans un segment de fibre tellure de seulement 8 mm de long. La source utilisée lors de cette expérience générait des impulsions de 110 fs cadencées à 80 MHz à une puissance moyenne 250 mW, correspondant à une puissance crête de l'ordre de  $P_{\text{crête}} = 50$  kW.

Les verres de chalcogénures offrent actuellement une des plus forte non-linéarité (jusqu'à  $500 \times$  le  $n_2$  de la silice) c'est pour cela que cette composition a été utilisée dans de multiples applications durant ces dix dernières années [1, 2, 13, 14, 16–26].

En 2008, Eggleton et ses collaborateurs réalisèrent plusieurs dispositifs à base de fibres chalcogénures effilées ou encore appelées "taper"<sup>2</sup>. Le premier dispositif fut la génération d'un supercontinuum (élargissement de plus de 500 nm), le second, un dispositif compact de démultiplexage à 160 Gbit/s. Rochette et Baker en 2010 développèrent, dans le but d'exacerber ses effets non-linéaires, une fibre étirée entourée d'une résine protectrice de PMMA [27].

Une fibre optique effilée, visible figure 3.3 [1], possède une non-linéarité équivalente à 80000 fois celle de la silice [1, 2, 14].

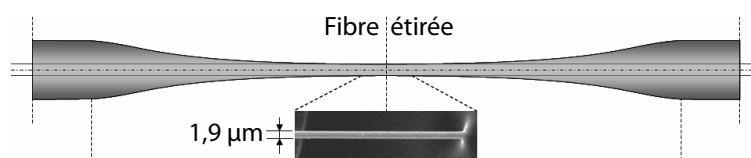


FIGURE 3.3 – Principe d'une fibre optique étirée ou effilée [1].

Dans ce chapitre vont être présentés différents travaux de caractérisations sur des fibres optiques spéciales à base de verre de chalcogénures conçues soit par le Laboratoire Interdisciplinaires Carnot de Bourgogne soit par le Laboratoire des Verres et Céramiques de Rennes.

2. fibre dont le diamètre fortement diminué

## 3.1 Présentation des méthodes de mesures utilisées pour la caractérisation de fibres optiques microstructurées chalcogénures

### 3.1.1 Mesure des pertes optiques

La connaissance de la valeur des pertes optiques au cours de la propagation est d'une importance cruciale lorsqu'il s'agit de travailler avec des phénomènes non-linéaires. Les pertes peuvent réduire de façon considérable la longueur d'interaction, et ainsi limiter les applications envisagées.

La méthode de « Cut-back » est très souvent utilisée pour mesurer l'atténuation totale d'une fibre optique. Elle consiste à couper une partie de la fibre optique que l'on souhaite caractériser puis effectuer des mesures (de puissance par exemple) en fonction de la longueur restante, et cela se répète pour diverses longueurs de la fibre à tester. La méthode de « Cut-back » offre une bonne précision et résolution de mesure, cependant une grande rigueur au niveau de la qualité du clivage des fibres et de l'injection du faisceau est nécessaire dans le cadre du processus de mesure. Son usage est typiquement limité à la recherche et au développement ainsi que dans les laboratoires de contrôle de qualité. C'est une méthode destructive étant donné qu'une partie de l'échantillon de fibre optique à tester va être rompue. Cette méthode va permettre de déterminer l'atténuation optique en dB/m dans un système fibré.

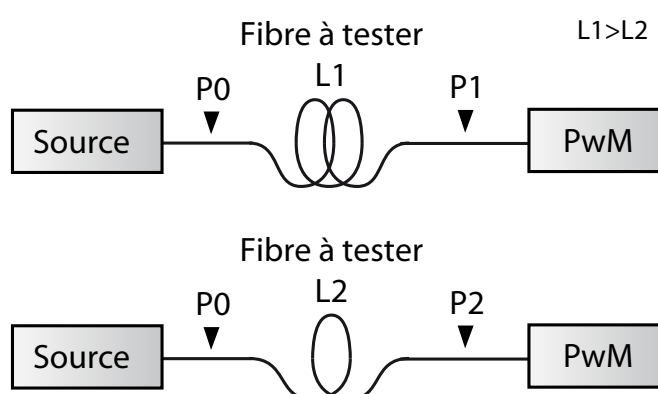


FIGURE 3.4 – Principe de la méthode de « Cut-back » : les puissances sont en dBm et les longueurs en mètre.

*La technique de mesure est la suivante :*

Cette explication s'appuie sur la figure 3.4.

- Mesurer la puissance en sortie de la fibre à tester :  $P_1(\text{dBm})$ .
- Couper un tronçon de la fibre à tester (quelques mètres) sans modifier l'injection de départ
- Répéter les mesures sur la courte longueur restante : mesurer la puissance en sortie :  $P_2(\text{dBm})$ , d'où le nom « Cut-Back ».
- Le résultat se détermine alors par le biais de l'équation 3.1.

$\alpha$  représente les pertes en dB/km avec  $\Delta L$  la différence de longueur entre le tronçon initial et final ( $L_2-L_1$ ).

$$\alpha_{dB} = \frac{-10 \log(P1/P2)}{\Delta L} (dB/km) \quad (3.1)$$

Remarques concernant cette méthode :

Il est important de conserver au moins un mètre de la longueur de la fibre optique que l'on souhaite caractériser dans le but de conserver les conditions de distribution modale<sup>3</sup> pour la seconde mesure. Dans une fibre multimode, l'absence de distribution modale d'équilibre pourrait introduire des erreurs dans la mesure dues à des effets de couplage de sortie. Dans une fibre monomode, la mesure de « Cut-back » sur un faible tronçon pourrait conduire à une transmission importante des modes de gaine (légers transports dans la gaine plutôt que dans le cœur de la fibre optique). Si toutes les précautions expérimentales sont prises, cette méthode est une méthode rapide et fiable pour déterminer les pertes linéiques au sein de toutes fibres optiques, même une fibre optique spéciale<sup>4</sup>.

Une fois la valeur des pertes optiques connue, la valeur de la longueur effective de la fibre testée peut-être déterminée. Cette valeur correspond à la longueur équivalente d'une fibre sans absorption, qui produirait les mêmes effets non-linéaires cumulés. Cette longueur  $L_{eff}$  est définie de la façon suivante [28] :

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)] (m) \quad (3.2)$$

avec

$$\alpha = \frac{\alpha_{dB}}{4,343} \quad (3.3)$$

Exemple :

Pour une fibre optique mesurant 45 m de long ayant des pertes linéiques de 5 dB sa longueur effective sera de 0,2 m impliquant une limite importante de distance de propagation, pour des applications Télécom par exemple. Ce simple exemple de calcul de longueur effective montre l'importance de cette valeur suivant les applications souhaitées.

### 3.1.2 Mesure de la dispersion chromatique : méthode interférométrique

L'une des propriétés les plus importantes, lorsqu'une étude ou une application se fait à base de fibres optiques, est bien évidemment la dispersion chromatique. Cela est également vrai lorsque l'étude se fait à base de semi-conducteurs.

Diverses méthodes de mesure de dispersion chromatique ont fait l'objet d'un grand nombre de travaux au niveau international [29–33]. Les mesures de dispersion chromatique dans les fibres optiques reposent sur diverses techniques dont deux principales : la première est la mesure interférométrique dans des échantillons courts (quelques centimètres) et la seconde est la mesure par temps de vol dans un échantillon long (plusieurs mètres à plusieurs kilomètres). Les deux méthodes fournissent des mesures fiables et exactes de la dispersion chromatique, elles sont utilisées dans des caractérisations de systèmes commerciaux et de laboratoire.

3. conserver le caractère monomode

4. fibre microstructurée : couronnes à trous, à cœur suspendu

D'autres méthodes de mesure de dispersion chromatique issues de travaux de laboratoire sont présentées dans les références [29, 30]. Ces travaux de recherche ont abouti au fait que les techniques de mélange à quatre ondes et d'instabilité modulationnelle se sont montrées efficaces pour déterminer simultanément les valeurs du coefficient non-linéaire Kerr et la dispersion chromatique.

Nguyen et ses collaborateurs en 2007 [32] mirent au point une technique à base de compression de soliton d'ordre supérieur dans le but de déterminer les caractéristiques d'une fibre silice microstructurée (PCF).

L'inconvénient majeur des techniques existantes est la nécessité d'avoir un échantillon de fibre à tester qui soit long (supérieur au mètre) ou de dispersion anormale.

Dans la suite de ce paragraphe va être développée la méthode interférométrique, méthode utilisée pour caractériser les tronçons de fibres chalcogénuress microstructurées détaillés dans ce chapitre.

Les mesures de dispersion chromatiques basées sur une technique capable de gérer de courts segments de fibre optique (quelques centimètres), spéciale ou non [31] est d'une importance cruciale aujourd'hui. Cette mesure sur de courts tronçons de fibres est primordiale pour les concepteurs, les fabricants et les chercheurs en fibres optiques en verre spécial.

Cette méthode pour échantillons courts est basée sur un montage Mach-Zehnder nécessitant une source de lumière à faible cohérence (source de lumière blanche par exemple) permettant la formation d'une figure d'interférences.

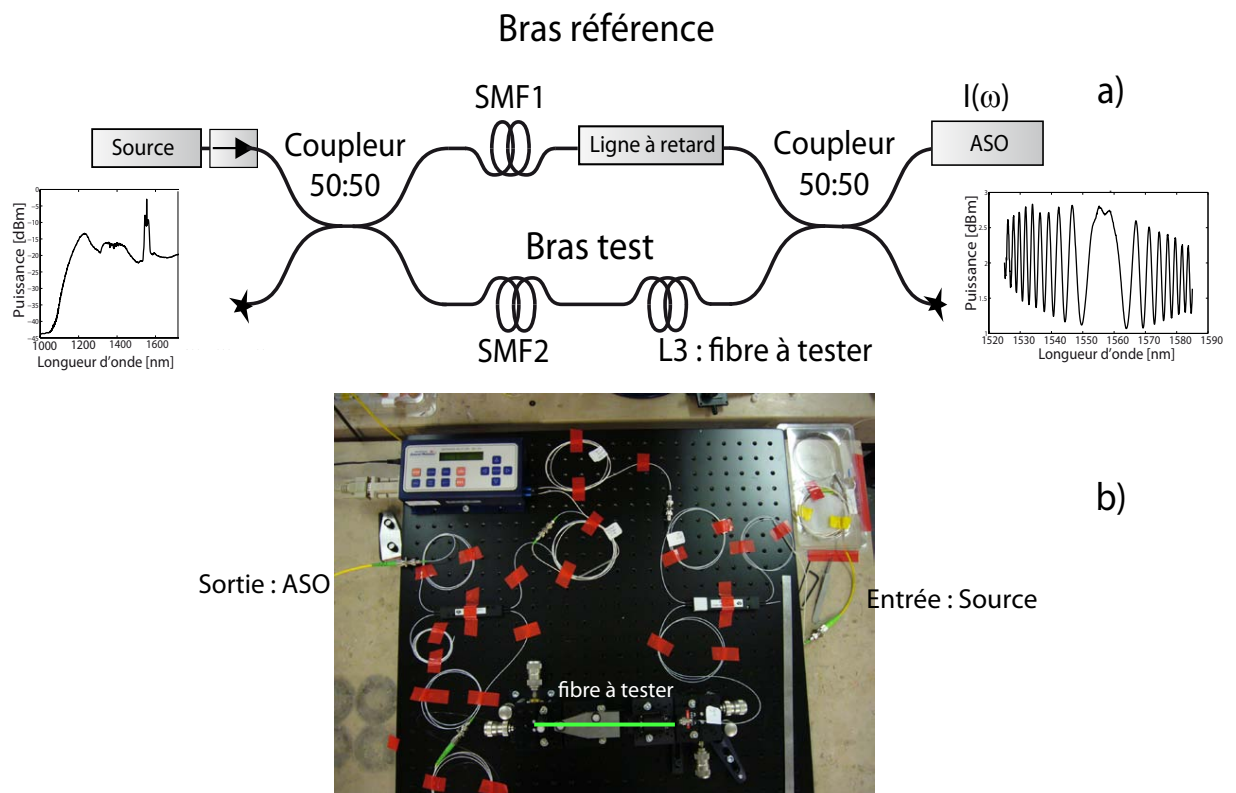


FIGURE 3.5 – Principe de la mesure de dispersion par méthode interférométrique : a) schéma expérimental b) photo du banc expérimental.

La figure 3.5.a représente le schéma du montage expérimental mis en place pour la caractérisation des différentes fibres optiques qui vont être présentées dans la suite de ce chapitre. Une photographie du banc expérimental est visible sur la figure 3.5.b. Le montage est basé sur un interféromètre Mach-Zehnder conçu principalement avec des composants fibrés le dotant d'une plus grande simplicité au niveau de l'alignement comparé à un système à l'air libre.

Celui-ci est composé de deux bras. Un bras communément appelé « bras de référence » dans lequel une fibre optique standard SMF-28 (dont les caractéristiques sont parfaitement connues) est connectée d'un côté à un coupleur 50 : 50 et de l'autre à une ligne à retard. Cette dernière va permettre la compensation de la différence de chemin optique entre les deux bras ainsi que le retard occasionné par la différence de vitesse de groupe. Une figure d'interférences par l'obtention de cet équilibre va ainsi être obtenue, comme cela est visible sur le schéma de la figure 3.5.

Le second bras, dit « bras testé », comprend la fibre à tester, placée sur une platine d'injection à l'air libre (adaptée à un échantillon court, précision micrométrique), connectée à une fibre standard SMF-28 (associée à une micro-lentille facilitant l'injection dans l'échantillon à caractériser), permettant d'équilibrer les deux bras au niveau des pertes linéiques et des longueurs optiques. En sortie du montage la figure d'interférences est analysée par un analyseur de spectre optique.

Dans le but de mesurer une large gamme de valeur de dispersion avec une précision raisonnable inférieure à  $5\text{ps}/\text{km.nm}$ , une source large bande basée sur la génération d'un supercontinuum allant de 1100 nm à 1700 nm (mesure limitée par la résolution de l'analyseur de spectre optique utilisé) visible figure 3.5 a été utilisée dans le montage. Le supercontinuum de cette source est obtenu par l'amplification et la propagation non-linéaire d'un train d'impulsions de largeur temporelle 10 ps au sein d'une fibre hautement non-linéaire (HNLF) de 500 m de long. Le train d'impulsions est délivré par une source à blocage de modes cadencée à 22 MHz (source Pritel) centrée autour de 1553 nm, amplifiée à 28 dBm par un amplificateur à fibre dopée erbium puis injecté au sein de la fibre HNLF. Cette fibre hautement non-linéaire provient de chez OFS et a les caractéristiques suivantes : pertes linéiques 0,7 dB/km, une dispersion anormale de 0,56 ps/km.nm, un coefficient non-linéaire de  $10,5 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  et une dispersion d'ordre trois de  $0,01 \text{ ps}/\text{km.nm}^2$ .

*Nota Bene* : Des atténuateurs ont été placés au sein du bras référence dans le but de compenser les pertes introduites par le montage d'injection à l'air libre. Plus de 50% de pertes d'injection et environ 20% supplémentaire sont due à la réflexion de Fresnel des fibres chalcogénures testées.

**Explications physiques du phénomène d'interférences observé** : L'impulsion lumineuse se propageant dans chaque bras (bras de référence et bras test) du montage Mach-Zehnder sur une distance  $L$  possède un champ électrique  $E(L, t)$  dont l'enveloppe est  $A(L, t)$ . La constante de propagation est notée  $\beta$  et la fréquence de la porteuse  $\omega$ . Ainsi, le montage figure 3.5.a peut-être modélisé par le système S suivant :

$$S1 = \begin{cases} E_{\text{ref}}(L_{\text{ref}}, t) = A_{\text{ref}}(L_{\text{ref}}, t) \exp[-i\beta_{\text{ref}}L_{\text{ref}}] \exp[i\omega t] & \text{bras référence} \\ E_{\text{test}}(L_{\text{test}}, t) = A_{\text{test}}(L_{\text{test}}, t) \exp[-i\beta_{\text{test}}L_{\text{test}}] \exp[i\omega t] & \text{bras fibre à tester} \end{cases} \quad (3.4)$$

Sachant que l'intensité lumineuse  $|I_{\text{ref}}|, |I_{\text{test}}|$  est proportionnelle au champs électrique,  $E_{\text{ref}}, E_{\text{test}}$ ,

l'intensité lumineuse à la sortie du montage  $I(\omega)$  se définit comme :

$$I(\omega) = E_{\text{ref}}^2 + E_{\text{test}}^2 + 2E_{\text{ref}}E_{\text{test}} \exp [i(\phi(\omega))] \quad (3.5)$$

$$I(\omega) = |I_{\text{test}}| + |I_{\text{ref}}| + 2\sqrt{I_{\text{ref}}I_{\text{test}}} \cos[\phi(\omega)] \quad (3.6)$$

$\phi(\omega)$  représente la différence de phases relatives entre les deux bras de l'interféromètre.  $\beta_{\text{test}}$  et  $\beta_{\text{ref}}$  sont respectivement les constantes de propagation dans la fibre test et la fibre référence.

$$\phi(\omega) = \beta_{\text{test}}L_{\text{test}} + \beta_{\text{ref}}L_{\text{ref}} \quad (3.7)$$

Un développement limité à l'ordre 2 de  $\beta_{\text{ref}}$  et  $\beta_{\text{test}}$  au voisinage d'une pulsation centrale  $\omega_0$  est développé ci-après :

$$\begin{cases} \beta_{\text{ref}} &= \beta_{\text{ref}}(\omega_0) + [\omega - \omega_0]\beta_1^{\text{ref}} + \frac{1}{2}[\omega - \omega_0]^2\beta_2^{\text{ref}} + \dots \\ \beta_{\text{test}} &= \beta_{\text{test}}(\omega_0) + [\omega - \omega_0]\beta_1^{\text{test}} + \frac{1}{2}[\omega - \omega_0]^2\beta_2^{\text{test}} + \dots \end{cases} \quad (3.8)$$

L'expression 3.7 de la phase spectrale devient alors

$$\phi(\omega) = \phi_0 + [\omega - \omega_0] \underbrace{\left[ \beta_1^{\text{test}}L^{\text{test}} + \beta_1^{\text{ref}}L^{\text{ref}} \right]}_{\text{au niveau de la frange centrale}=0} + \frac{1}{2}[\omega - \omega_0]^2[\beta_2^{\text{test}}L^{\text{test}} + \beta_2^{\text{ref}}L^{\text{ref}}] + \dots \quad (3.9)$$

Comme le montre l'équation 3.9 au niveau de la frange centrale, la différence de chemin optique est nulle. La position de la frange centrale est maintenant à déterminer. Pour cela il faut se placer dans le cas où

$$\frac{dI}{d\omega} = 0 \quad (3.10)$$

d'après l'équation 3.6 l'équation devient :

$$\frac{dI}{d\omega} = -2\sqrt{I_{\text{ref}}I_{\text{test}}}\frac{d\phi}{d\omega} \sin[\phi(\omega)] \quad (3.11)$$

Pour obtenir la frange centrale il faut remplir la condition suivante :

$$\frac{d\phi}{d\omega} = 0 \quad (3.12)$$

avec

$$\frac{d\phi}{d\omega} = -\omega_0 \left[ \beta_1^{\text{test}}L^{\text{test}} + \beta_1^{\text{ref}}L^{\text{ref}} \right] + [\omega - \omega_0] \left[ \beta_2^{\text{test}}L^{\text{test}} + \beta_2^{\text{ref}}L^{\text{ref}} \right] + \dots \quad (3.13)$$

Il s'ensuit que pour obtenir une différence de phase nulle par rapport à  $\omega$  il faut :

$$\frac{d\phi}{d\omega} = 0 \quad \text{si} \quad \begin{cases} \beta_1^{\text{test}}L^{\text{test}} = \beta_1^{\text{ref}}L^{\text{ref}} \\ \omega = \omega_0 \end{cases} \quad (3.14)$$

En faisant varier la distance du parcours dans le bras de référence à l'aide d'une ligne à retard motorisée (General Photonics Corporation : MDL001, résolution de l'ordre de 0,01 ps sur une plage de 12 cm) une fréquence  $\omega_o$  pour laquelle la différence de chemin optique est nulle va être

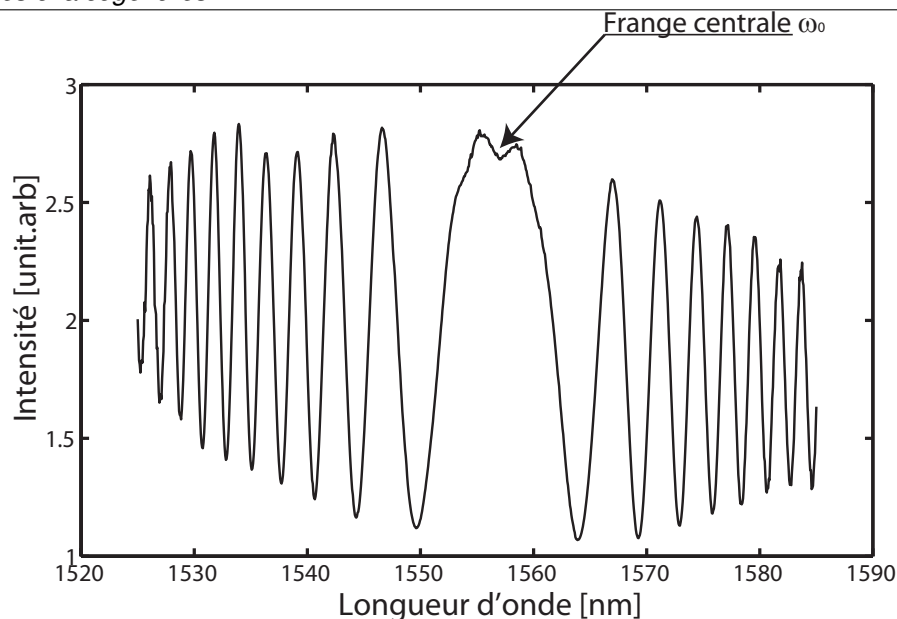


FIGURE 3.6 – Figure d’interférences type obtenue avec un montage Mach-Zehnder.

déterminée. Cette fréquence correspond à la frange centrale du spectre observé, comme cela est illustré sur la figure 3.6.

La méthode communément appelée « Méthode de la frange centrale » va être mise en place dans le but de déduire la valeur de la dispersion chromatique de l’échantillon testé.

Comme précédemment  $L^{\text{test}}$  est la longueur fixe du bras test et  $L^{\text{ref}}$  la longueur du bras référence, variable grâce à la ligne à retard. La vitesse à laquelle l’énergie de l’impulsion dans le bras test se propage, en fonction de la fréquence de la frange centrale peut en être déduite :

$$\beta_1^{\text{test}}(\omega_0) = \frac{\beta_1^{\text{ref}} L^{\text{ref}}}{L^{\text{test}}} \quad (3.15)$$

Le délai dans le bras de référence varie à l’aide de la ligne à retard ( $\delta\tau$  le retard en ps) pour obtenir :

$$\beta_1^{\text{ref}} L^{\text{ref}} + \delta\tau \quad (3.16)$$

La nouvelle valeur de  $\beta_1^{\text{test}}$  donnée en fonction de la fréquence  $\omega_1$  s’écrit de la façon suivante :

$$\beta_1^{\text{test}}(\omega_1) = \frac{\beta_1^{\text{ref}} L^{\text{ref}} + \delta\tau}{L^{\text{test}}} \quad (3.17)$$

En supposant que  $\beta_1$  ne varie pas, on en déduit la valeur de la dispersion :

$$\beta_2^{\text{test}} = \frac{\Delta\beta_1}{\Delta\omega} = \frac{\delta\tau}{L^{\text{test}}(\omega_1 - \omega_0)} \quad (3.18)$$

Il faut tenir compte de la dispersion de la fibre standard-SMF28 utilisée

$$\beta_2^{\text{test}} = \frac{1}{L^{\text{test}}} \left[ \frac{\delta\tau}{(\omega_1 - \omega_0)} + \beta_2^{\text{ref}} L^{\text{ref}} \right] \quad (3.19)$$

Ainsi avec ce système d’équations, il est possible de trouver de façon théorique la figure d’interférences ajustée à la figure d’interférences expérimentale (figure 3.7).



Pour cela une méthode par ajustement du spectre expérimental obtenu a été mise en place :  
L'intensité du spectre se note de la façon suivante :

$$I(\omega) = a + b \cos \left[ \phi_0 + \frac{1}{2}\omega^2 c + \frac{1}{6}\omega^3 d + \dots \right] \quad (3.20)$$

avec

$$\begin{cases} c = \beta_2^{\text{test}} L^{\text{test}} - \beta_2^{\text{ref}} L^{\text{ref}} \\ d = \beta_3^{\text{test}} L^{\text{test}} - \beta_3^{\text{ref}} L^{\text{ref}} \end{cases} \quad (3.21)$$

Ce qui permet de déterminer les coefficients  $\beta_2^{\text{test}}$  et  $\beta_3^{\text{test}}$  de la fibre optique à caractériser, apportant des informations sur les valeurs de sa dispersion chromatique et de sa pente à 1550 nm.

$$\begin{cases} \beta_2^{\text{test}} = \frac{1}{L^{\text{test}}} \left[ c + \beta_2^{\text{ref}} L^{\text{ref}} \right] \\ \beta_3^{\text{test}} = \frac{1}{L^{\text{test}}} \left[ d + \beta_3^{\text{ref}} L^{\text{ref}} \right] \end{cases} \quad (3.22)$$

Ceci n'est valable que dans le cas où la différence de chemin optique est parfaitement compensée donc lorsque l'équation suivante est vérifiée :

$$\beta_1^{\text{ref}} L^{\text{ref}} - \beta_1^{\text{test}} L^{\text{test}} = 0 \quad (3.23)$$

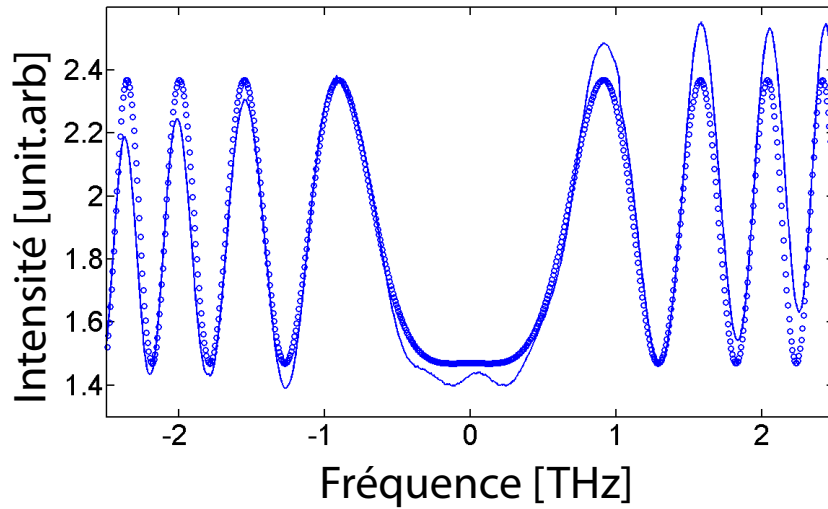


FIGURE 3.7 – *trait plein* figure d'interférences type obtenue avec un montage Mach-Zehnder (figure obtenue avec une fibre DCF) ; *cercle* ajustement théorique.

La figure 3.7 représente un spectre mesuré en trait plein et un spectre ajusté en sortie d'une fibre industrielle à compensation de la dispersion. L'ajustement théorique du spectre a permis d'estimer la valeur de la dispersion de la fibre testée ainsi que sa pente de dispersion autour de 1550 nm. Celles-ci sont respectivement de  $-115,8 \text{ ps/km.nm}$  et  $-0,38 \text{ ps/km.nm}^2$ . Ces valeurs sont équivalentes à celles fournies par le fabricant de fibre. La figure 3.7 présente un bon accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques.

Des couples de points  $(\lambda, \delta\tau)$  en fonction de la longueur d'onde de la frange centrale et du retard introduit vont être relevés. Ceux-ci sont obtenus par la variation du retard introduit via la ligne à retard dans le bras de référence impliquant un changement de position de la frange centrale. Ce changement est observé à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Chaque couple de points est placé sur un graphique représentant l'évolution de la longueur d'onde de la frange centrale en fonction du retard introduit visible figure 3.8.a.

Suite à cela, la valeur de la dispersion chromatique de la fibre optique à caractériser est déterminée en utilisant l'équation suivante :

$$D(\lambda) = \frac{1}{L_{\text{test}}} \left[ \frac{d\delta\tau}{d\lambda} + \frac{D_{\text{ref}} (L_{\text{test}} \times n_{\text{test}} - c(\delta\tau - \delta\tau(1550\text{nm}))e^{-12})}{n_{\text{ref}}} \right] \text{ (ps/km.nm)} \quad (3.24)$$

Avec  $c, D_{\text{ref}}$  et  $n_{\text{ref}}$  représentant respectivement la vitesse de la lumière dans le vide, la dispersion chromatique et la valeur de l'indice de la fibre référence.

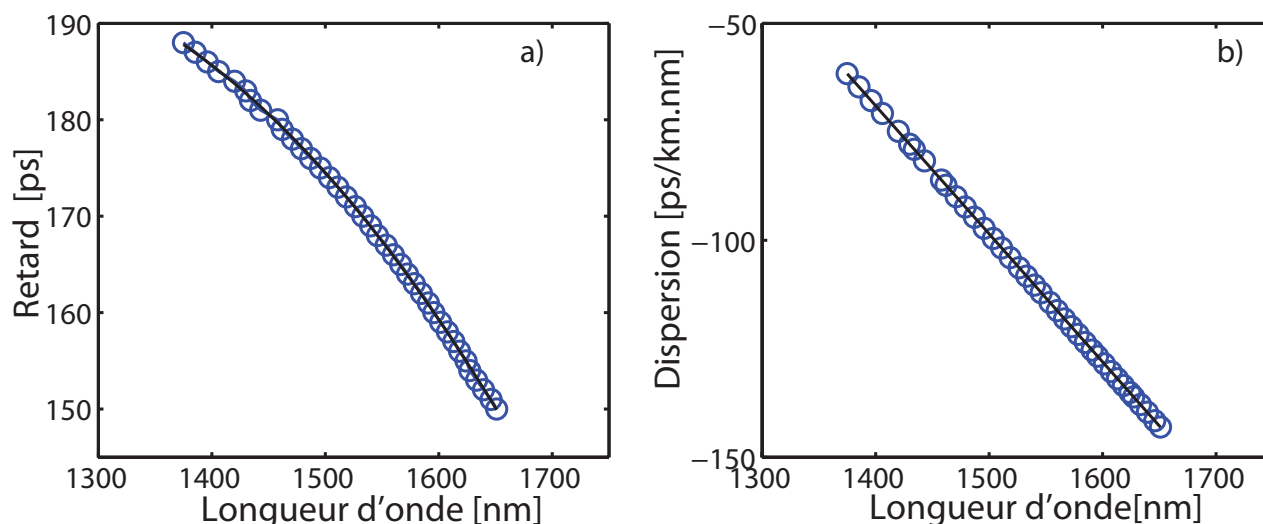


FIGURE 3.8 – figure obtenue avec une fibre DCF a) Retard en fonction de la longueur d'onde *cercle* résultats expérimentaux ; *trait plein* ajustement d'ordre 2 b) Dispersion en fonction de la longueur d'onde *cercle* résultats expérimentaux ; *trait plein* ajustement linéaire.

Cette méthode expérimentale permet de déterminer les valeurs de dispersion chromatique ainsi que la pente associée (calculée à l'aide de l'équation 3.24). Celles-ci furent comparées aux données constructeurs de la fibre à compensation de la dispersion testée. La comparaison de ces valeurs montre une réelle similitude validant ainsi cette technique de mesure.

### 3.1.3 Mesure de la biréfringence

Connaître de façon précise la biréfringence au sein d'un système fibré est important lorsque le système est dédié aux télécommunications optiques ou aux traitements du signal car celle-ci peut induire une distorsion importante de l'information [34, 35] conduisant à un élargissement des impulsions ainsi que leurs déformations lors de leur propagation au sein de la fibre optique.

La mesure de la biréfringence est réalisée par le biais du montage présenté figure 3.9. Grâce à une analyse des spectres optiques obtenus en sortie, il est possible de remonter à la valeur de la biréfringence comme cela a été démontré par Cao et ses collaborateurs et Millot et ses collaborateurs en 1994 et 2002 [36, 37].

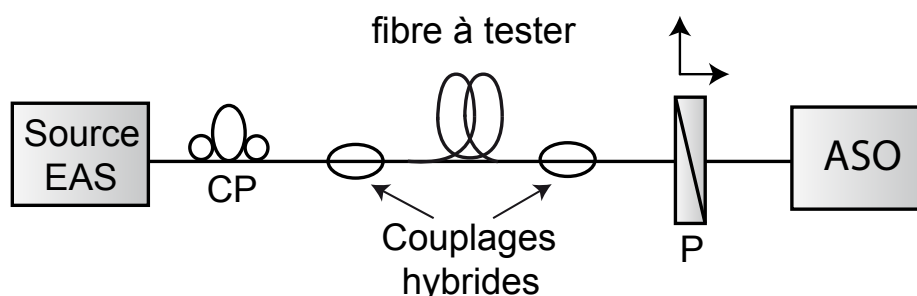


FIGURE 3.9 – Banc expérimental de la mesure du spectre cannelé pour la mesure de biréfringence.

Le montage expérimental est composé d'une source large spectre à émission spontanée amplifiée autour de 1550 nm reliée à un contrôleur de polarisation (CP). Le signal optique est injecté dans la fibre à tester au moyen d'une soudeuse mécanique facilitant l'alignement et l'injection du signal lors de la caractérisation de fibre optique spéciale microstructurée. À la sortie de la fibre, les composantes du champ selon les axes lent et rapide du signal interfèrent sur un polariseur (P) avant d'être détectées par un analyseur de spectre optique [36, 37].

Cette technique permet de visualiser un spectre cannelé. Il n'y a pas une mesure directe de la biréfringence mais de la différence du retard de groupe (DGD).

Le spectre cannelé illustré sur la figure 3.10 est issu de la mesure de la PMD au sein d'une fibre silice standard à maintien de polarisation (PM), hautement biréfringente.

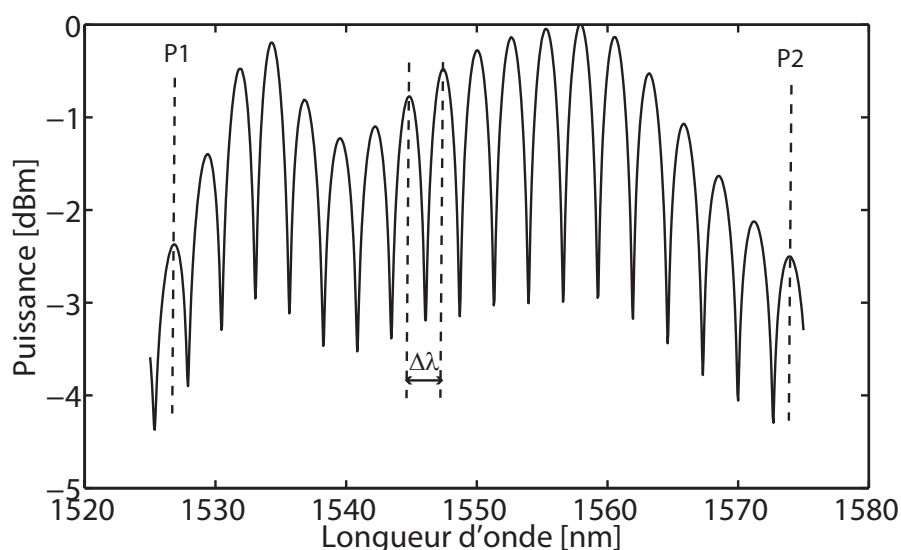


FIGURE 3.10 – Spectre cannelé obtenu en sortie d'une fibre à maintien de polarisation. P1 et P2 : positions du premier et dernier pic.

Notons  $\beta_x$  et  $\beta_y$  les constantes de propagation des deux modes polarisés respectivement suivant Ox et Oy de la fibre optique. Les expressions des champs  $E_x$  et  $E_y$  après une longueur L de propagation au sein de la fibre optique à tester sont (les pertes sont négligées) :

$$\begin{cases} E_x = A \exp[\omega t - \beta_x L] \\ E_y = A \exp[\omega t - \beta_y L] \end{cases} \quad (3.25)$$

En sortie de fibre, un polariseur est placé à 45deg des axes neutres de la fibre optique permettant l'analyse du signal émergent. Le champ traversant le polariseur est :

$$E = E_x \cos\left[\frac{\pi}{4}\right] + E_y \sin\left[\frac{\pi}{4}\right] = \frac{A}{\sqrt{2}} \exp[j(-\beta_x L)] [1 + \exp[-j(\beta_y - \beta_x)L]] \quad (3.26)$$

L'intensité du champ est donné par :

$$I = \frac{1}{2} A^2 [1 + \cos(\beta_y - \beta_x)L] = \frac{1}{2} A^2 [1 + \cos(\Delta\beta)L] \quad (3.27)$$

$\Delta\beta_\omega$  est la différence entre les constantes de propagation des deux modes de polarisation. Le développement en série de Taylor de  $\Delta\beta$  autour de la pulsation  $\omega$  permet d'écrire :

$$I = \frac{1}{2} A^2 \left[ 1 + \cos \left( (\Delta\beta(\omega_0))L + (\omega - \omega_0) \left[ \frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} \right]_{\omega_0=\omega} \right) L \right] \quad (3.28)$$

Le spectre du signal détecté est périodique de période  $\delta\omega$  :

$$\delta\omega = \frac{2\pi}{L} \left[ \frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} \right]_{\omega_0=\omega}^{-1} \quad (3.29)$$

En posant  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  la relation précédente devient :

$$\delta\lambda = \frac{2\pi}{L} \left[ \frac{d\Delta\beta(\lambda)}{d\lambda} \right]_{\lambda_0=\lambda}^{-1} \quad (3.30)$$

ou  $\delta\lambda$  est la période du spectre cannelé du signal détecté.

De plus

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{eff} \quad (3.31)$$

avec  $\Delta n_{eff}$  la biréfringence de phase égale à  $\Delta n_{eff} = n_{effx} - n_{effy}$  d'où

$$\frac{d\Delta\beta(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0=\lambda} = \frac{-2\pi}{\lambda^2} \left[ \Delta n_{eff} - \lambda \left[ \frac{d\Delta n_{eff}}{d\lambda} \right] \right] = \frac{-2\pi}{\lambda^2} \Delta N g = \frac{-2\pi}{\lambda^2} B_m \quad (3.32)$$

$$B_m |_{\lambda=\lambda_0} = \frac{\lambda_0^2}{L\delta\lambda} \quad (3.33)$$

La biréfringence de groupe mesurable  $B_m$  peut-être élevée compte tenu de la géométrie et de la longueur du tronçon de fibre testée dans les différentes expériences décrites dans ce chapitre. Par exemple, dans le cas des résultats obtenus à 1550 nm présentés à la figure 3.10), la longueur de fibre est de 2,25 m, un  $\delta\lambda = 1,25$  nm donnant ainsi un  $B_m = 0,85e-3$ .

Cette méthode, non destructive est simple à mettre en œuvre et va être utilisée pour caractériser les différentes fibres optiques de ce chapitre.

*Ordre de grandeur* Une fibre est dite fortement biréfringente lorsque sa longueur de battement est de l'ordre du centimètre ou encore lorsque  $B_m$  est de l'ordre de  $10^{-4}$  dans le cas d'une fibre à maintien de polarisation (PM).

Les fibres chalcogénures microstructurées caractérisées dans les différentes sections à venir ont été conçues par Mohammed El Amraoui, doctorant au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne.

### 3.2 Étude des propriétés des fibres chalcogénures microstructurées à 3 couronnes

Le tableau ci-dessous présente les résultats réalisés sur les caractérisations physiques des fibres optiques chalcogénures microstructurées à 3 couronnes obtenus lors de ma thèse.

Fibre Testée	Mesures Pertes : $\alpha$ (dB/m)	$A_{eff}(\mu m^2)$	Longueur : L(m)	$L_{eff}$ (m)
GeSbS <sub>1</sub>	5	22	1,45	0,8
GeSbS <sub>2</sub>	5,5	50	2	0,7

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des fibres chalcogénures 3 couronnes à trous testées

Les valeurs des aires effectives ont été déterminées par Thanh Nam Nguyen du laboratoire FOTON de Lannion, par le biais d'une méthode de champ proche à 1550 nm. À l'aide d'un objectif de microscope adapté, l'intensité lumineuse à la sortie de la fibre testée est enregistrée grâce à une caméra CCD (appareil photo). Cette caractérisation permet de s'assurer du caractère monomode ou multimode en sortie de fibre en visualisant le profil d'intensité selon différents axes.

Ensuite à l'aide d'un ajustement gaussien, le diamètre de mode à 1/e par rapport au maximum d'intensité  $2\omega_0$  est déterminé.

L'aire effective ( $A_{eff}$ ) est déterminée grâce à l'équation suivante :

$$A_{eff} = \pi\omega_0^2 \quad (3.34)$$

Comme cela a été présenté dans le chapitre I, les fibres chalcogénures microstructurées 3 couronnes représentées sur la figure 3.11 sont conçues par une méthode dite de « Stack and Draw » [20] au sein du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne. Celles-ci sont ensuite étirées à Rennes dans le Laboratoire de Verres et Céramiques. Les fibres 3 couronnes caractérisées sont composées de verres de chalcogénures de deux compositions : la première est en sulfure de germanium et d'antimoine (GeSbS) et la seconde en séléniure d'arsenic (AsSe).

La figure 3.11 représente deux images prises à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) d'une fibre chalcogénure microstructurée de composition  $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$  possédant trois couronnes de trous d'air de diamètre  $2,73 \mu m$ . L'écart entre deux trous d'air, appelé pitch est de  $8,97 \mu m$ . L'aire effective de cette fibre est de  $50 \mu m^2$  pour un diamètre de gaine de  $200 \mu m$ .

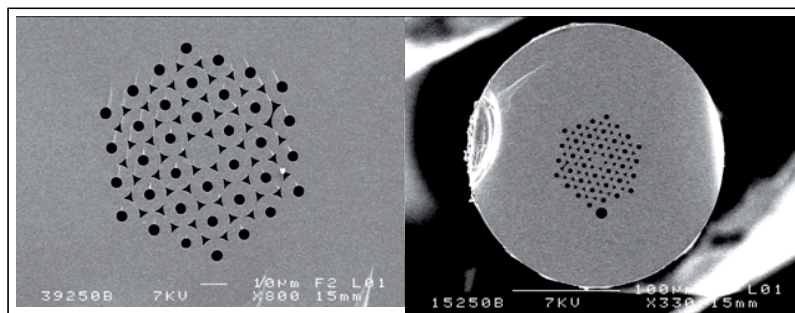


FIGURE 3.11 – Photographie MEB d’une fibre chalcogénures à 3 couronnes  $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$ . À droite : vue d’ensemble, à gauche : zoom sur la partie microstructurée.

Une des premières difficultés rencontrées lors de la caractérisation de fibres optiques spéciales fut l’injection du signal dans le cœur de la fibre. En effet, dans cette catégorie de fibres optiques cette opération est délicate. Des difficultés supplémentaires ont été rencontrées lors de la manipulation des premières fibres chalcogénures microstructurées qui étaient extrêmement fragiles (cassantes) compliquant ainsi leur clivage<sup>5</sup> ce qui jouait directement sur la qualité de l’injection. Comment être sûr que le signal soit correctement injecté dans le cœur de la fibre ? Afin de s’assurer de cela un banc expérimental permettant la visualisation du profil de mode à la sortie de la fibre a été mis en place. Ce montage est décrit figure 3.12.

### 3.2.1 Observation du profil de mode en sortie de la fibre chalcogénure

Afin de pouvoir visualiser le profil de mode en sortie de la fibre testée, le banc expérimental présenté figure 3.12 a été mis en place. Dans le but d’obtenir un maximum d’intensité en sortie de la fibre testée la source injectée a été amplifiée à 17 dBm à l’aide d’un amplificateur à fibre dopée erbium.

L’injection et la réception du signal se font à l’air libre car actuellement, il n’est pas encore possible de faire des épissures<sup>6</sup> entre une fibre silice standard et une fibre chalcogénure microstructurée. Ce couplage à l’air libre implique des pertes de couplages importantes ( comprises entre 4 et 12 dB suivant l’état de surface des fibres)

Dans le but de faciliter l’injection, un couplage qualifié d’hybride a été utilisé. Celui-ci consiste à l’utilisation d’une soudeuse mécanique, visible sur la figure 3.12), nommé « couplages hybrides »<sup>7</sup>. Celui-ci permet une diminution des pertes de couplages en favorisant de bons alignement verticaux et horizontaux entre les deux fibres.

Enfin, cette technique procure une visualisation selon deux axes (horizontal et vertical) de l’état de surface<sup>8</sup> des deux fibres optiques grâce à des caméras intégrées au sein du dispositif de soudage. En l’absence de soudeuse, l’utilisation de platines de translations associées à une lunette binoculaire

5. Action de couper l’extrémité de la fibre afin d’avoir une surface à angle nul

6. soudure à l’arc électrique

7. couplage entre une fibre monomode standard et une fibre spéciale par le biais d’une soudeuse

8. brisures, salissures, clivage

placée au niveau du couplage d'entrée pour visualiser l'alignement des fibres est nécessaire. Grâce à l'utilisation de soudeuses mécaniques, les pertes de couplage sont d'environ 4 dB.

Un objectif de microscope de grossissement  $\times 40$  est utilisé pour agrandir le profil de mode observé en sortie de la fibre à tester dans le but d'une visualisation à l'aide d'une caméra CCD infrarouge travaillant sur une gamme de longueur d'ondes allant jusqu'à  $1,7 \mu m$  (Pyrocam III ayant un capteur  $12,4 mm$  sur  $12,4 mm$  avec des pixels de  $85 \mu m$  de côté). Cette caméra a permis de visionner le profil de modes, mais sans être capable de résoudre correctement la figure de part la taille trop importante des pixels. L'idée est simplement de vérifier que l'injection se fait correctement dans le cœur de la fibre.

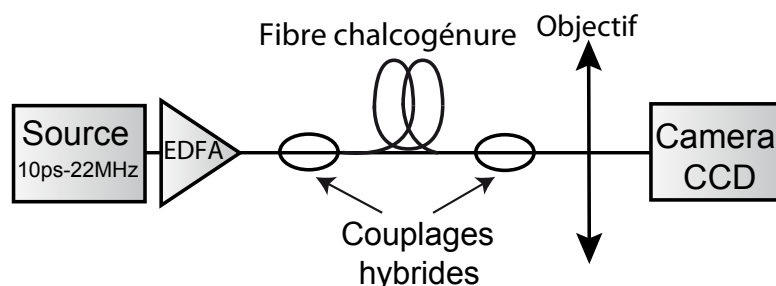


FIGURE 3.12 – Montage de caractérisation du profil de mode des fibres chalcogénures.

La figure 3.13 présente le profil de modes observé en sortie de la fibre chalcogénure microstructurée trois couronnes  $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$ . Cette figure permet de voir qu'une large partie du signal se situe dans le mode fondamental et que l'autre partie se trouve dans les trois couronnes. Une première sélection au niveau des modes de propagation se fait en amont grâce à l'utilisation d'une fibre SMF pour l'injection du signal.

Cette étude a été faite avec les toutes premières fibres conçues par Mohamed El Amraoui, l'aire effective était trop importante ce qui implique un caractère non monomode à la fibre. L'intérêt de cette caractérisation est que par l'acquisition de cette image, il est possible de visualiser la géométrie du cœur de la fibre ainsi que la répartition du champ dans la fibre 3 couronnes.

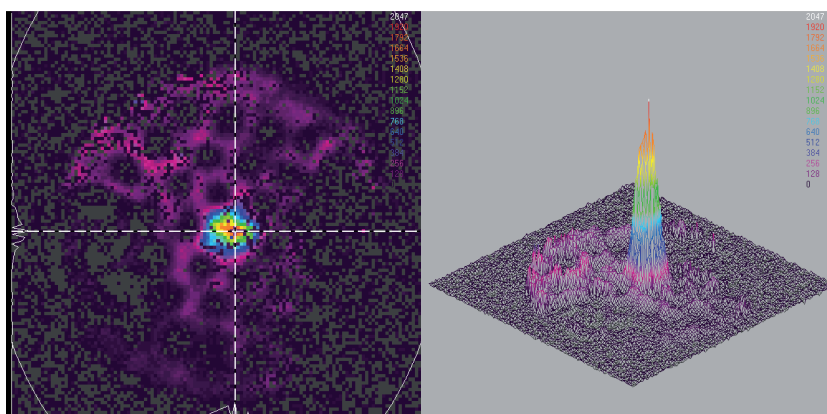


FIGURE 3.13 – Profil de modes d'une fibre chalcogénure microstructurée 3 couronnes  $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$ . à gauche : profil de modes ,à droite : représentation du profil de mode en 3 dimensions.

Ce critère monomode se calcule de façon très simple à l'aide de la définition de la fréquence

normalisée 3.35, où  $n_c$  et  $n_g$  représentent respectivement l'indice du cœur et l'indice de la gaine. Cette définition est adaptée à des fibres ayant un profil standard<sup>9</sup>, ce qui n'est pas le cas des fibres testées. Simplement ce calcul va permettre de donner un ordre de grandeurs du nombre de modes présents dans la fibre. L'aspect délicat avec ces fibres spéciales est l'existence d'une incertitude sur la valeur de l'ouverture numérique (ON), un calcul détaillé est présenté dans le chapitre I.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{ON}$$

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (3.35)$$

Si  $V < 2,4$  alors la fibre à un critère monomode. Le nombre de modes présents dans le cœur se détermine de la façon suivante  $N \approx \frac{V^2}{2}$ . Pour cette fibre, le nombre de modes est estimé à 40. Mais au bout de quelques mètres de propagation, c'est le mode principal qui prendra le dessus, les autres modes seront perdus dans la gaine ou via une première sélection de mode grâce à la fibre optique standard SMF utilisée pour l'injection du signal dans la fibre à tester.

### 3.2.2 Mesure de biréfringence $B_m$ de la fibre chalcogénure $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$

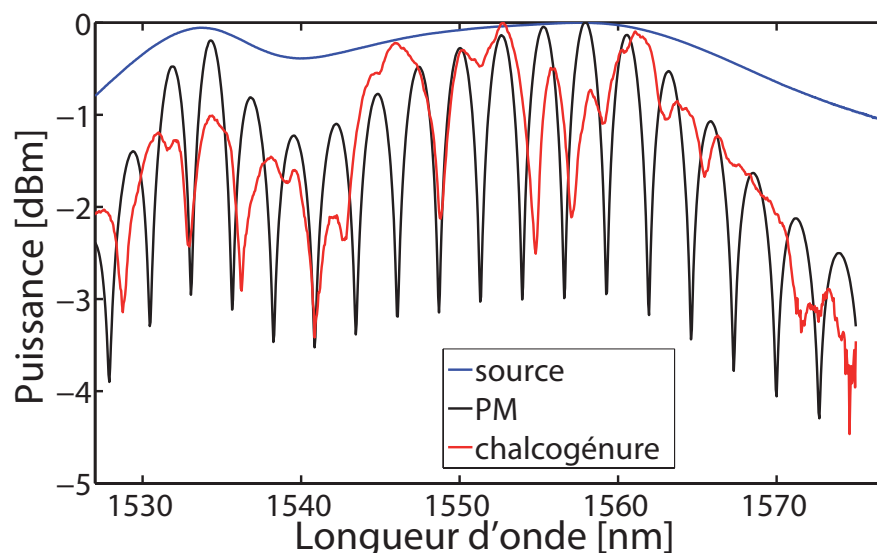


FIGURE 3.14 – Mesure de biréfringence de la fibre chalcogénure microstructurée 3 couronnes  $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$  (*courbe rouge*) et une fibre silice standard fortement biréfringente (*courbe noire*) spectre de la source utilisée (*courbe bleue*). Tous ces spectres sont normalisés par rapport au spectre optique de la source.

Figure 3.14 sont représentés les résultats de spectres cannelés obtenus par la méthode décrite dans la section précédente. Le spectre représenté en rouge correspond au spectre observé à la sortie de fibre chalcogénure  $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$ , en noir à la sortie d'une fibre silice PM puis le bleu correspond à la source initiale.

Le but de cette étude comparative est d'avoir très rapidement l'idée ou non de la présence d'une forte biréfringence au sein de la fibre chalcogénure en comparant le nombre de cannelures sur une

9. gradient d'indice, saut d'indice



même plage de longueurs d'ondes pour deux spectres différents. Sachant que le spectre symbolisant une grande biréfringence de groupe est évidemment celui de la fibre silice standard fortement biréfringente.

La figure 3.15 présente les résultats des mesures de spectres cannelés obtenus pour les deux fibres  $\text{GeSbS}_1$  et  $\text{GeSbS}_2$  microstructurées à 3 couronnes décrites dans le tableau 3.8. Ces deux fibres sont de même composition mais sont issues de deux tirages différents conduisant à des particularités géométriques telles qu'une différences de diamètres de cœur, des problèmes d'homogénéité ou encore d'irrégularités de diamètre. Ces mesures de la biréfringence sont basées sur la méthode présentée 3.9.

La figure 3.15.a représente le spectre cannelé à la sortie de la fibre  $\text{GeSbS}_2$ . Un grand nombre de cannelures est à souligner, signe d'une forte biréfringence. En utilisant la méthode décrite au paragraphe 3.1.3, la valeur de la biréfringence est de 5,5 ps/m.

En ce qui concerne la fibre  $\text{GeSbS}_1$ , figure 3.15.b, qualitativement celle-ci semble moins biréfringente que la fibre  $\text{GeSbS}_2$  de par son nombre de cannelures sur une même plage en longueur d'ondes. Après calcul, la biréfringence de cette fibre est de 0,8 ps/m. Le lecteur pourra remarquer un phénomène de sur-modulation visible sur les cannelures du spectre de cette fibre. Celle-ci est issue d'interférences modales au sein de la fibre.

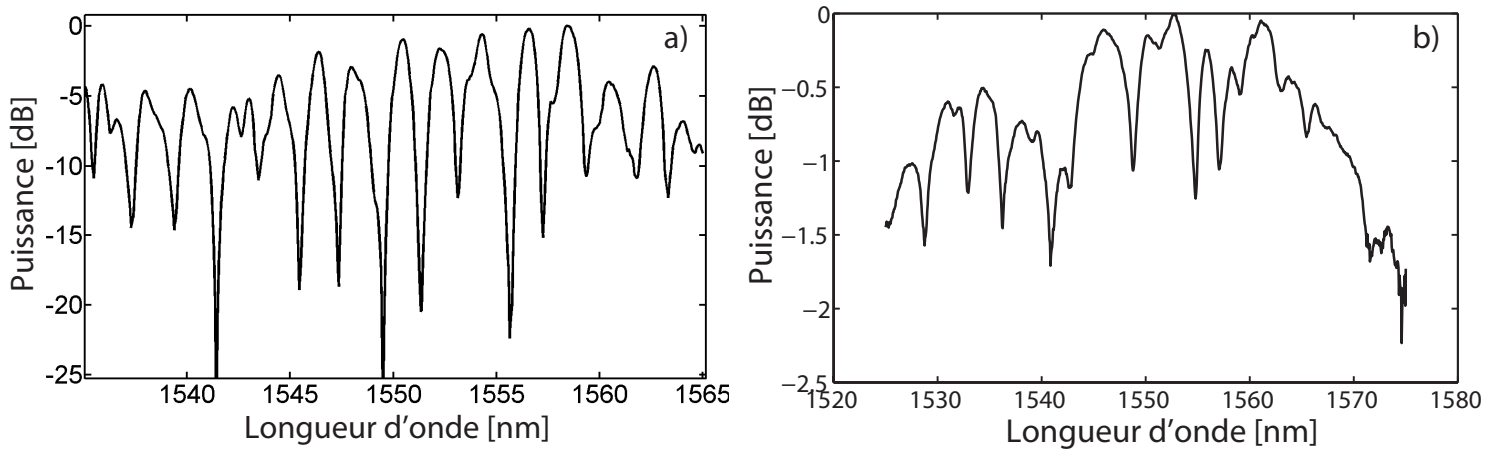


FIGURE 3.15 – Mesure de la biréfringence a) fibre  $\text{GeSbS}_1$  b) fibre  $\text{GeSbS}_2$

Les résultats obtenus pour les deux fibres sont résumés dans les tableaux 3.2. La valeur de la biréfringence en ps/m ainsi que la valeur de la biréfringence modale (sans unité) notée  $B_m$  sont reportées pour les deux fibres  $\text{GeSbS}_1$  et  $\text{GeSbS}_2$ .

Les mesures de biréfringence des fibres optiques microstructurées chalcogénures trois couronnes ne furent pas simple. Effectivement, l'aspect fragile des fibres a sévèrement compliqué leurs caractérisations. De plus, le diamètre de cœur ne garantissant pas leur caractère monomode, des interférences modales peuvent venir perturber le cœur du signal et générer une sur-modulation sur le spectre cannelé observé, limitant ainsi la précision de l'étude.

Fibre testée	Biréfringence (ps/m)	$B_m$
GeSbS <sub>1</sub>	5,5	$1,6 \cdot 10^{-3}$
GeSbS <sub>2</sub>	0,8	$2,4 \cdot 10^{-4}$

TABLE 3.2 – Résultats de la mesure de biréfringence pour les fibres chalcogénures microstructurées 3 couronnes à trous GeSbS<sub>1</sub> et GeSbS<sub>2</sub>

Les résultats révèlent une biréfringence marquée pour ces deux fibres GeSbS<sub>1</sub> et GeSbS<sub>2</sub>. Une attention particulière sera à apporter lors des prochaines caractérisations de ces fibres optiques dans le but de ne pas obtenir de déformations, telles qu'un élargissement temporel ou encore une asymétrie du signal lors de sa propagation.

### 3.2.3 Mesure de dispersion chromatique des fibres microstructurées chalcogénures 3 couronnes à trous GeSbS<sub>1</sub> et GeSbS<sub>2</sub> .

Les mesures de dispersion chromatique des fibres GeSbS<sub>1</sub> et GeSbS<sub>2</sub> sont basées sur la méthode décrite paragraphe 3.1.2. Le montage expérimental pour la caractérisation de la dispersion de la fibre GeSbS<sub>2</sub> est représenté figure 3.5.

Les figures 3.16.a et 3.16.b illustrent les résultats expérimentaux de l'évolution des valeurs de dispersion chromatique de la fibre GeSbS<sub>2</sub> en fonction de la longueur d'onde. La figure 3.16.a montre les valeurs du retard en fonction de la longueur d'onde. Pour chaque valeur du retard, en picoseconde, généré via une ligne à retard motorisée introduite dans le montage, la longueur d'onde de la frange centrale est relevée.

De ces mesures en sont déduites la valeur de la dispersion chromatique ainsi que la pente à 1550 nm . Celles-ci sont respectivement de -406 ps/km.nm et 1,13 ps/km.nm<sup>2</sup>. Les valeurs de dispersion autour de 1550 nm et la pente associée pour la fibre GeSbS<sub>1</sub> ont été déterminées de la même façon puis reportées dans le tableau 3.3.

Via un ajustement visible en trait plein sur la figure 3.16, le zéro de dispersion de la fibre GeSbS<sub>2</sub> est estimé autour de 1908 nm. Cette valeur est conforme aux attentes des concepteurs de la fibre proche 2 μm. Les valeurs de dispersions sont très élevées pour envisager des applications en Télécommunications où la valeur du zéro de dispersion doit s'approcher de la longueur d'onde 1550 nm, limitant ainsi tous problèmes liés au phénomène de dispersion au sein d'une fibre optique (étalement spectral important).

Fibre testée	D (ps/nm/km)	Pente : S(ps/nm <sup>2</sup> /km)
GeSbS <sub>1</sub>	-421	0,9
GeSbS <sub>2</sub>	-406	1,1

TABLE 3.3 – Résultats des mesures de dispersion chromatique et de pente de dispersion à 1550 nm pour les fibres chalcogénures microstructurées 3 couronnes à trous GeSbS<sub>1</sub> et GeSbS<sub>2</sub>.

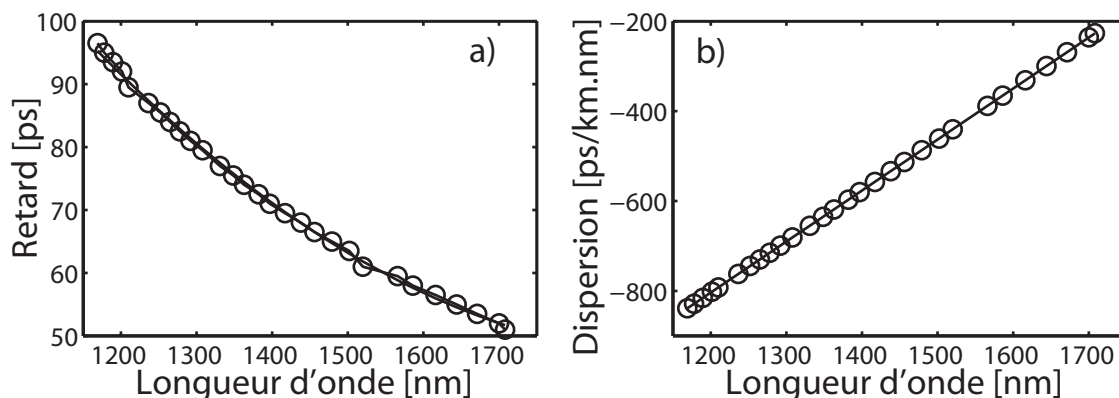


FIGURE 3.16 – Détermination de la dispersion pour la fibre GeSbS<sub>2</sub>. a) Évolution du retard introduit en fonction de la longueur d'onde de la frange centrale b) Valeur de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde . *ronde* : points expérimentaux , *trait continu* : ajustement linéaire.

### 3.2.4 Auto-modulation de phase (SPM) et coefficient non-linéaire ( $\gamma$ ) au sein de fibres chalcogénures microstructurées

L'effet d'auto-modulation de phase est la première caractéristique non-linéaire qui a été étudiée lors de nos travaux sur fibres chalcogénures microstructurées. Grâce à des simulations numériques basées sur la résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger incluant les pertes linéiques de la fibre et la dispersion d'ordre trois, il a été possible de remonter à la valeur du coefficient non-linéaire Kerr ( $\gamma$ ) de la fibre testée par comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques.

Dans l'optique d'utiliser ces fibres spéciales pour des applications Télécom , le coefficient non-linéaire Kerr doit être connu pour prédire les phénomènes non-linéaires possibles. Une bonne connaissance des caractéristiques des fibres optiques spéciales permet d'envisager leur utilisation dans diverses applications telles que la mise en forme d'impulsions ou la régénération de signaux Télécom et encore bien d'autres applications.

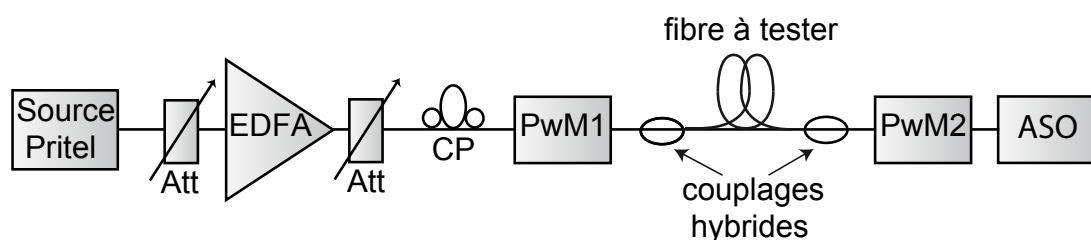


FIGURE 3.17 – Montage expérimental pour la mesure d'auto-modulation de phase dans les fibres chalcogénures microstructurées 3 couronnes à trous GeSbS<sub>1</sub> et GeSbS<sub>2</sub>

La figure 3.17 représente le montage expérimental utilisé pour caractériser le coefficient non-linéaire Kerr ( $\gamma$ ) des fibres chalcogénures microstructurées [17, 18].

Un laser à blocage de mode fibré (Pritel) générant des impulsions de 8,3 ps de largeur à mi-hauteur cadencées à 22 MHz autour de 1556 nm et de puissance moyenne 27 dBm est utilisé pour

cette étude. Cette source présentant des puissances crêtes importantes, il faut s'assurer qu'il n'y ait pas de SPM introduite par l'amplificateur avant l'injection dans la fibre à tester. Pour cela le spectre optique à la sortie du laser est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre optique (ASO). L'ajustement de la puissance injectée via un atténuateur variable (Att) permet ainsi d'injecter dans la fibre à tester un spectre neutre, sans SPM figure 3.18.b, courbe grise insérée. Le spectre d'entrée présente une légère déformation (petites oscillations autour de 1561,8 nm) due à la source utilisée.

Dans le but d'obtenir un couplage optimal entre la fibre test et les fibres d'injection et réception, des soudeuses mécaniques ont été utilisées. Au niveau du couplage d'entrée, les pertes ont été estimées à 2,8 dB, et sont de l'ordre de 9 dB pour le couplage de sortie. En sortie de la fibre, est placé un puissance mètre (PwM1) suivi d'un analyseur de spectre optique pour une analyse complète en puissance et spectrale. Pour maximiser l'élargissement spectral induit par le phénomène d'auto-modulation de phase au sein de la fibre test, un contrôleur de polarisation (PC) est inséré en entrée du montage. En effet, en favorisant le meilleur axe de polarisation, l'effet d'auto-modulation de phase va se voir amélioré.

L'évolution de l'auto-modulation de phase au sein de la fibre  $\text{GeSbS}_2$  en fonction de la puissance injectée (PmW1) est caractérisée, figure 3.18.a. La figure 3.18.a présente le spectre optique en sortie de la fibre en fonction de la puissance injectée. Un élargissement spectral associé à l'apparition d'un grand nombre de raies est visible.

Le coefficient non-linéaire Kerr de la fibre optique  $\text{GeSbS}_2$  va être déterminé par comparaisons entre les résultats des simulations numériques et des données expérimentales 3.18.c. Dans le but de s'approcher au plus près de la valeur du coefficient non-linéaire de la fibre, il faut s'assurer que le signal injecté simulé soit le plus proche du signal expérimental. La figure 3.18.c1 représente le spectre injecté (*courbe noire*) et celui simulé (*courbe verte*). Cette similitude n'est pas atteinte, ce qui va jouer sur le bon accord entre simulation et expérience. La figure 3.18.c2 représente le spectre expérimental en sortie de fibre pour une puissance crête de 20 W (*courbe noire*) associé au spectre simulé (*courbe verte*).

La figure 3.18.c3 représente le spectre expérimental en sortie de fibre pour une puissance crête de 40 W (*courbe noire*) associé au spectre simulé (*courbe verte*). Les traces simulées ont été obtenues pour une valeur de  $\gamma$  de  $0,21 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ , donnant un bon accord expérience/simulation, cette valeur est 240 fois plus importante que dans une fibre silice standard  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ .

L'équation suivante permet le calcul de l'indice de réfraction non-linéaire d'une fibre possédant une aire effective  $A_{eff}$ , un diamètre de cœur  $\omega_0$  et un coefficient non-linéaire  $\gamma$ .

$$n_2 = \frac{\gamma(c \times A_{eff})}{\omega_0} (m^2/W) \quad (3.36)$$

Le calcul de l'indice de réfraction non-linéaire pour la fibre  $\text{GeSbS}_2$ ,  $n_2$ , déterminé à l'aide de l'équation 3.36 [28] est de  $2,6 \cdot 10^{-18} (m^2/W)$  soit 100 fois plus important que l'indice de réfraction non-linéaire de la silice<sup>10</sup>.

Les figures 3.18.c2 et c3 présentent une phase non-linéaire gaussienne, ce qui est en parfait ac-

---

10.  $n_{2\text{silice}} = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/W$

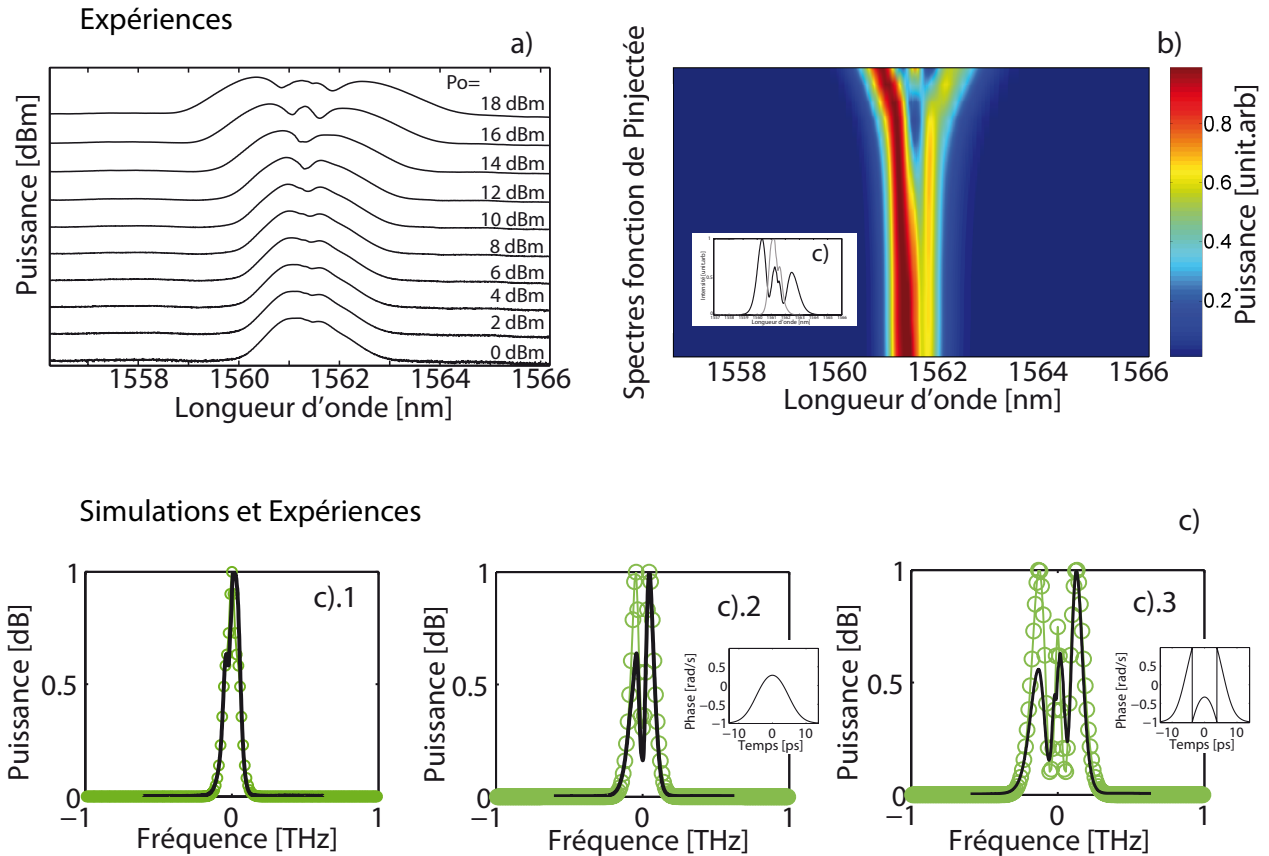


FIGURE 3.18 – Spectre d’auto-modulation de phase au sein de la fibre  $\text{GeSbS}_2$  : a) Évolution du spectre d’auto-modulation de phase en sortie de fibre en fonction de la puissance injectée b) Évolution des spectres en sortie de fibre en fonction de la puissance injectée (vue du dessus), Insert : Spectre d’entrée (trace grise) et spectre en sortie ( $P_o=18\text{dBm}$ ) (trace noire), c) Simulation numérique d’auto-modulation de phase : c.1 pour une puissance injectée de 5 dBm (courbe verte), spectre expérimental correspondant (courbe noire) ; c.2 pour une puissance injectée de 13 dBm (courbe verte) spectre expérimental correspondant (courbe noire) insert : Phase non-linéaire en sortie de fibre. ; c.3 pour une puissance injectée de 17 dBm (courbe verte) spectre expérimental correspondant (courbe noire) insert : Phase non-linéaire en sortie de fibre.

cord avec la théorie [28]. Une valeur de phase non définie à 4 ps et -4 ps symbolise un changement de phase de  $2\pi$ .

Récapitulatif des valeurs de  $\gamma$  et  $n_2$  pour les fibres  $\text{GeSbS}_1$ ,  $\text{GeSbS}_2$  et  $\text{AsSe}$  :

Fibre testée	$\gamma (\text{W}^{-1} \text{km}^{-1})$	$n_2 (\text{m}^2/\text{W})$
$\text{GeSbS}_1$	500	$2,8 \cdot 10^{-18}$
$\text{GeSbS}_2$	210	$2,6 \cdot 10^{-18}$

TABLE 3.4 – Résultats des mesures de détermination des valeurs du coefficient non-linéaire et de l’indice de réfraction non-linéaire pour les fibres chalcogénures microstructurées 3 couronnes à trous  $\text{GeSbS}_1$  et  $\text{GeSbS}_2$

Ces fibres optiques microstructurées chalcogénures possèdent des coefficients non-linéaires nettement supérieurs à ceux des fibres standards. Il existe plus d'un ordre de grandeur de différence comparé aux fibres standards. L'exacerbation des effets non-linéaires au sein de ces fibres peut être un réel atout suivant les applications souhaitées. Dans la suite de ce chapitre, une étude plus poussée des effets non-linéaires au sein de ces fibres va être faite. Une complète analyse permettra d'envisager les différentes possibilités d'utilisation ou pourquoi pas d'insertion dans un système Télécom.

### 3.2.5 Caractérisation de la diffusion Brillouin au sein de la fibre GeSbS<sub>2</sub>

La connaissance et l'étude de l'effet de la diffusion Brillouin stimulée dans un système optique est nécessaire avant toutes applications non-linéaires. Cette diffusion est le premier effet plus ou moins gênant rencontré lors de l'injection d'une onde lumineuse de forte puissance dans une fibre optique. Celle-ci limite par conséquent le rapport signal sur bruit dans les systèmes.

La diffusion Brillouin au sein d'une fibre optique se caractérise par un décalage fréquentiel du spectre optique générant une nouvelle bande spectrale dite « Stokes », propre à chaque composition chimique. Par exemple la bande « Stokes » est de -11 GHz ( $\Delta\nu$ ) [28, 38] par rapport à la fréquence de la raie de la pompe injectée dans une fibre silice. En effet, cette caractéristique propre au matériau peut conduire à un grand nombre d'applications telles que la conception de systèmes laser à base de fibres optiques [23], l'amplification d'un faible signal optique [23] ou encore la création de lignes à retard accordables via le processus de lumière lente [17].

Aujourd'hui dans la littérature sont à noter différentes investigations concernant l'étude de diffusion Brillouin stimulée au sein de fibres chalcogénures [17, 23, 39]. Ces verres spéciaux suscitent la curiosité de nombreux chercheurs et présentent d'importants attraits pour le domaine des Télécoms grâce à leur transparence sur une très grande gamme de longueur d'ondes allant jusqu'à 10  $\mu\text{m}$ .

Abedin et ses collaborateurs en 2005 et 2006 démontrèrent l'efficacité de l'effet Brillouin au sein des fibres chalcogénures avec un gain Brillouin 150 fois plus important que dans une fibre silice standard [23, 39].

Song *et al.* [17] en 2006 réalisèrent la caractérisation de l'effet de diffusion Brillouin stimulée (SBS) au sein d'une fibre chalcogénure de 5 m de long. Le gain Brillouin maximum qui fut obtenu est de 43 dB pour une puissance moyenne de pompe faible de 60 mW. Ainsi, Song *et al.* démontrèrent la présence de lumière lente sur un axe et rapide sur l'autre par l'injection d'une impulsion gaussienne de 50 ns de largeur se retrouvant décalée temporellement de 37 ns lorsque le gain Brillouin est maximum.

Toutes ces études ont démontré les grandes capacités intrinsèques de ces fibres. Dans ce chapitre, l'étude concernant la caractérisation de la diffusion Brillouin stimulée ainsi que du gain Brillouin des fibres chalcogénures microstructurées conçues au laboratoire et caractérisées dans les sections précédentes est présentée.

Cette étude s'est portée sur le choix de la fibre GeSbS<sub>2</sub> de 2 m de long qui va être comparée à une étude similaire faite en parallèle sur un tronçon de fibre de silice standard SMF28 de 7,9 km

de long [13]. Le dispositif expérimental mis en place pour ces caractérisations est représenté figure 3.19. Une onde continue générée à 1552 nm via une diode laser à retour distribué (DFB) de largeur spectrale 150 kHz (donnée constructeur) est convertie en un train d'impulsions quasi gaussiennes de 140 ns à un taux de répétition de 500 kHz par un modulateur acousto-optique. Celui-ci est activé par un signal électrique provenant d'un générateur de créneaux (Signal RF).

La largeur spectrale de la diode utilisée, notée  $\Delta\nu_p$  a une très grande importance car la diffusion Brillouin  $I_{Brillouin}$  est inversement proportionnelle à la largeur spectrale de la diode. L'équation 3.37 montre cette dépendance.

$$P_{Brillouin} = \frac{21A_{eff}}{g_b(\nu_b)L_{eff}} \left[ 1 + \frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_b} \right] \quad (3.37)$$

avec  $A_{eff}$  l'aire effective de la fibre utilisée,  $L_{eff}$  sa longueur effective,  $\Delta\nu_p$  la largeur spectrale de la pompe,  $\Delta\nu_b$  la largeur spectrale du gain Brillouin (10 MHz pour la silice) et  $g_b(\nu_b)$  le gain maximum de la courbe Brillouin (typiquement  $5.10^{-11}$  m/W pour la silice [28]).

Le train d'impulsions généré est amplifié à une puissance moyenne de 30 dBm via un amplificateur Erbium. Dans le but d'ajuster au mieux la puissance moyenne injectée dans la fibre testée, un atténuateur variable (Att) associé à un coupleur 90 : 10 et à un puissance mètre (PwM bras 10%) est inséré dans le montage. Un contrôle permanent de la puissance est primordial pour la suite de l'étude. Le coupleur permet la conservation de 90% du signal pour l'injection dans le port 1 du circulateur et les 10% restants sont utilisés pour le contrôle de la puissance moyenne.

Le port 2 du circulateur est utilisé pour injecter le train d'impulsions dans la fibre à caractériser tandis que le port 3 recueille la lumière rétrodiffusée issue de la diffusion Brillouin au sein de la fibre testée.

L'intensité et le contrôle de la composante spectrale Brillouin, « Stokes » se font au niveau du port 3 par un analyseur de spectre optique (ASO Yokogawa) de résolution 2,5 GHz.

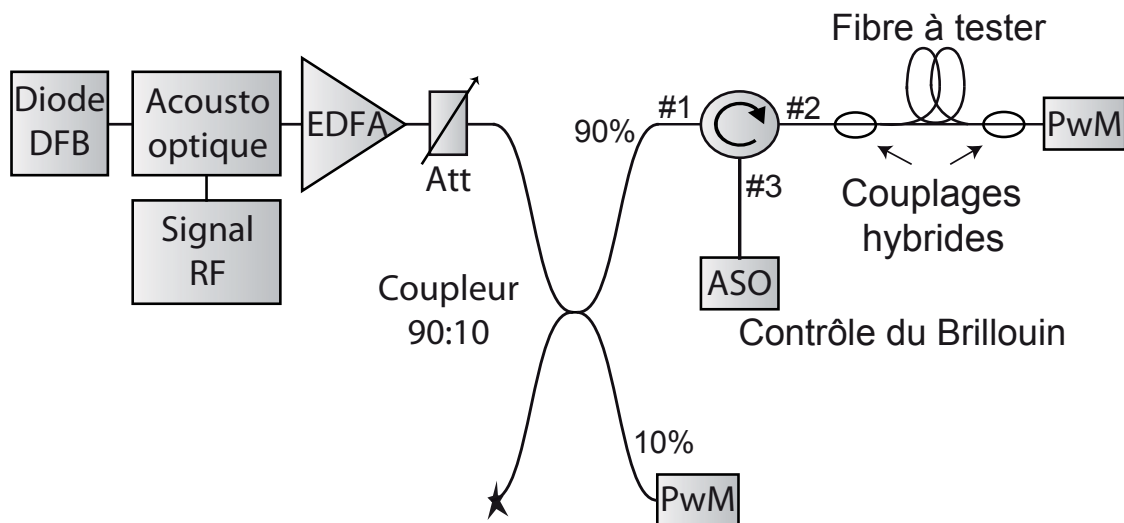


FIGURE 3.19 – Montage expérimental de la mesure de la diffusion Brillouin stimulée au sein d'une fibre chalcogénure microstructurée  $\text{GeSbS}_2$  et d'une fibre silice standard.

Le phénomène de diffusion Brillouin stimulée dans les fibres monomodes silice standards est parfaitement connu suite aux travaux de Thomas *et al.* [40] en 1979. Depuis cette étude, un grand nombre de travaux concernant ce phénomène a été publié [17, 38, 41–50].

La fibre standard mesure 7,9 km avec des pertes de 0,25 dB/km donnant une longueur effective de 6,35 km d'après l'équation 3.1.

Pour l'étude de la fibre chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$  (caractéristiques données tableau 3.8) de nouveau un couplage hybride a été utilisé dans le but de limiter au maximum les pertes de couplages. Celles-ci s'élèvent à 2,5 dB.

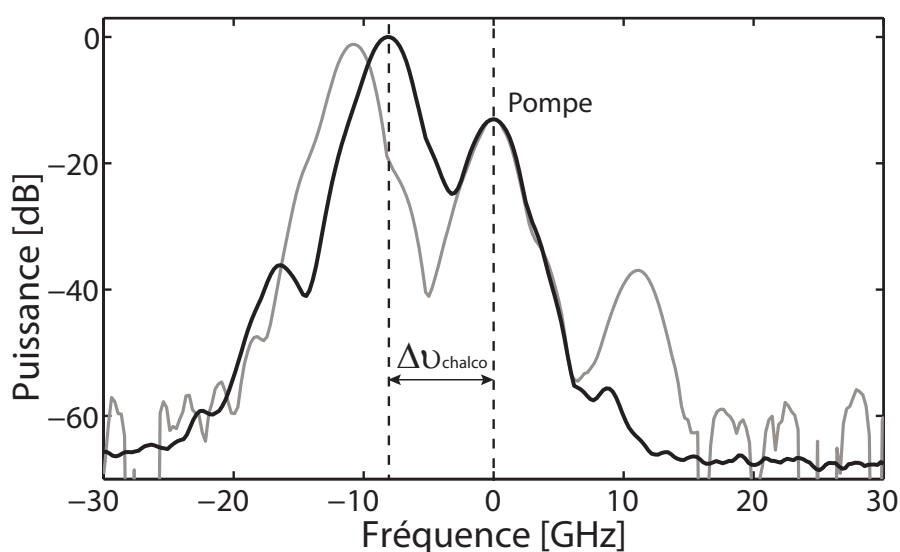


FIGURE 3.20 – Observation des bandes spectrales Brillouin au sein de la fibre silice standard (*courbe grise*), au sein de la fibre  $\text{GeSbS}_2$  (*courbe noire*)

Dans un premier temps, l'étude est basée sur l'observation des spectres optiques de la rétrodiffusion Brillouin au sein des deux fibres testées à l'aide d'un ASO placé à la sortie du port 3 du circulateur. La figure 3.20 présente des spectres expérimentaux typiques de ce phénomène Brillouin. Ces spectres présentent une raie Brillouin très prononcée.

Le spectre représenté en gris correspond au spectre optique rétrodiffusé issu de la fibre référence de 7,9 km de long. Le décalage fréquentiel entre la pompe et la raie spectrale Brillouin est localisé autour de -11 GHz en bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature [28, 38]. Le spectre en noir correspond au résultat issu de la fibre  $\text{GeSbS}_2$  de 2 m de longueur. Le décalage fréquentiel ( $\Delta\nu$ ) est moins important que celui généré dans une fibre SMF, mais il présente toutefois une très forte puissance. La bande spectrale Brillouin se trouve décalée d'environ -8,5 GHz par rapport à la pompe [51], ce qui est proche des résultats obtenus par Abedin en 2005 [39].

Lors de son étude sur le comportement de la diffusion Brillouin au sein d'une fibre monomode chalcogénure  $\text{As}_2\text{Se}_3$  de 5 m de long, Abedin montra que la rétrodiffusion Brillouin créait une bande spectrale décalée de -7,95 GHz par rapport à la pompe. Cette légère différence peut être expliquée par le fait que les deux compositions de fibres diffèrent légèrement sachant que ce phénomène est intrinsèque au matériau et de plus que la résolution de 2,5 GHz de l'ASO peut affecter la précision



de notre mesure.

Concernant le spectre Brillouin issu de la fibre  $\text{GeSbS}_2$  (figure 3.20) des pics spectraux situés de chaque côté de la raie Brillouin pourraient correspondre à une onde stocks et anti-stocks issues d'un processus de mélange à quatre ondes au sein de la fibre.

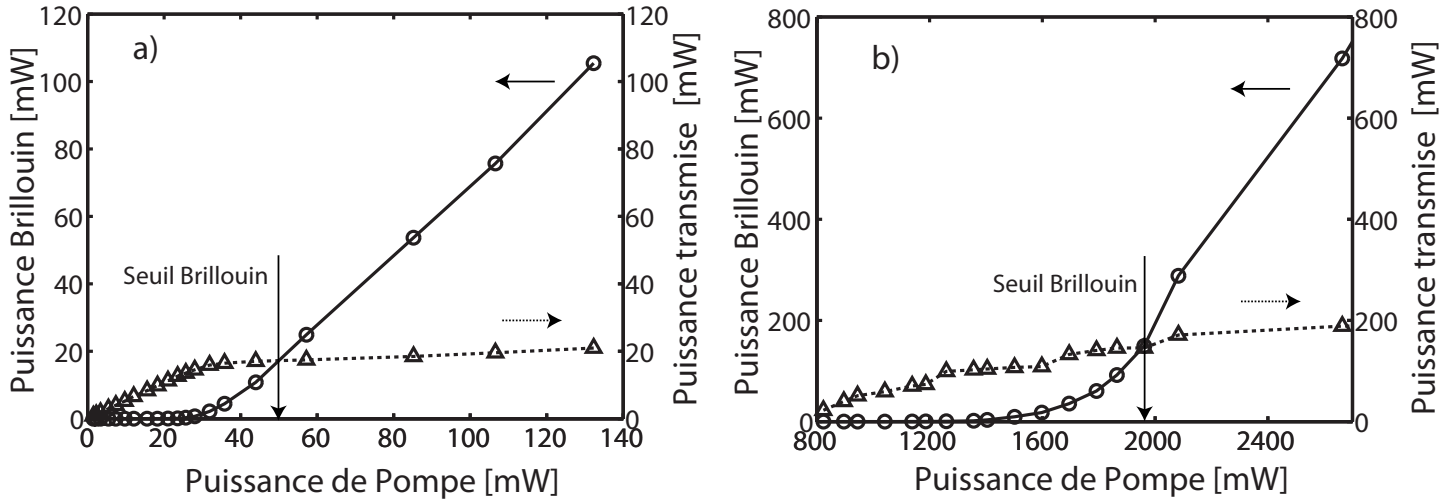


FIGURE 3.21 – Puissance rétrodiffusée (*trait plein*) et puissance transmise (*trait pointillé*) en fonction de la puissance de pompe injectée a) dans la fibre standard et b) dans la fibre  $\text{GeSbS}_2$  (pour un créneau de 140 ns sur une période de  $2\mu\text{s}$  de puissance moyenne 30 dBm)

Dans le but de déterminer les seuils et gains Brillouin au sein de ces fibres, les puissances transmises à la sortie de la fibre et la puissance Brillouin (rétrodiffusée), recueillie au niveau du port 3 du circulateur en fonction de la puissance injectée, ont été enregistrées.

L'estimation du seuil Brillouin, nommé  $P_{th}$ , propre à chaque fibre optique nécessite la mesure de la puissance transmise et rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée permettant la représentation d'un graphique des puissances visible sur la figure 3.21. Le seuil Brillouin se définit lorsque la puissance transmise est égale à la puissance rétrodiffusée [28].

Une fois le seuil Brillouin déterminé, d'après la relation suivante il est possible d'en déduire le gain Brillouin.

$$g_B = \frac{21 \times K \times A_{eff}}{P_{th} \times L_{eff}} \quad (3.38)$$

où la constante  $K$  est liée à la polarisation des ondes pompe et rétrodiffusée.  $K$  prend la valeur de 1 pour une fibre à maintien de polarisation et la valeur de  $\frac{3}{2}$  dans une fibre standard.

Les diagrammes de puissances sont représentés figure 3.21. Une étude comparative entre le comportement de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre référence et dans la fibre  $\text{GeSbS}_2$  a été faite. La figure 3.21.a présente les résultats obtenus dans la fibre référence de 7,9 km de long. Cette figure est typique d'un comportement de diffusion Brillouin stimulée avec une croissance exponentielle de la puissance rétrodiffusée associée à une quasi saturation de la puissance transmise

en fonction de la puissance injectée. Ainsi pour la fibre référence, figure 3.21.a , le seuil Brillouin est estimé à 50 mW.

Le gain Brillouin correspondant, sachant que  $P_{th} = 50$  mW,  $A_{eff} = 80 \mu m^2$  et  $K = \frac{2}{3}$  est de  $g_B = 8 \cdot 10^{-12}$  m/W. Cette valeur est en bon accord avec les résultats de la littérature [28, 38].

Afin de quantifier les performances intrinsèques de ces deux fibres, les investigations se sont penchées sur l'étude de la figure de mérite (FOM) associée à chaque fibre. La figure de mérite est un moyen de caractériser l'efficacité non-linéaire d'un système. Chaque domaine, chaque système a sa propre figure de mérite. Dans notre cas, une figure de mérite mise en place par Song et al. [17] en 2006 lors de leur étude de l'effet Brillouin sur les deux axes d'une fibre chalcogénure AsSe a été utilisée. Cette FOM tient compte de différents paramètres physiques de la fibre considérée et expérimentaux tels que le gain Brillouin, de l'indice de réfraction, la puissance de pompe ou encore la longueur effective de la fibre. Tout cela se traduit par l'équation suivante :

$$FOM = \frac{G}{P_{pompe} \times n_{fibre} \times L_{eff}} \quad (3.39)$$

$G$  représente le gain Brillouin en dB entre la valeur la plus basse et la valeur la plus élevée de la puissance transmise.  $G$  se calcul de la façon suivante :

$$G = 10 \log\left(\frac{V_s}{V_e}\right) \quad (3.40)$$

avec  $V_s$  et  $V_e$  respectivement la puissance transmise finale et la puissance transmise initiale issues du diagramme expérimental de puissances de la figure 3.21.

Dans le cas de la fibre référence, la FOM obtenue est de  $6 \cdot 10^{-5}$  dB/mW/m en prenant  $G = 70$  dB,  $P_{pompe} = 130$  mW et  $n_{fibre} = 1,45$ .

Pour la fibre microstructurée chalcogénure, il faut considérer les résultats de la figure 3.21.b. De même que pour la fibre référence, un comportement typique de l'effet Brillouin est à souligner. Des puissances beaucoup plus élevées sont obtenues via l'injection de créneaux de largeur 140 ns sur une période de  $2 \mu s$  à une puissance moyenne de 30 dBm. Le seuil de diffusion Brillouin est déterminé autour de 1,95 W.

La mesure de biréfringence de cette fibre (voir paragraphe 3.2) montre une biréfringence non-négligeable modifiant ainsi la valeur du coefficient  $K$  de l'équation 3.38.  $K$  prend alors la valeur de 1 pour le calcul du gain Brillouin.

Sachant que l'aire effective est de  $50 \mu m^2$  et que  $K$  vaut 1, le gain Brillouin de cette fibre est de  $g_B = 8 \cdot 10^{-10}$  m/W, soit 100 fois plus important que dans une fibre standard. Par comparaison de cette valeur aux valeurs des travaux trouvés de la littérature [22, 39], celle-ci est un peu plus faible. Une fois de plus la différence de composition entre les fibres testées dans les travaux [22, 39] et notre fibre GeSbS<sub>2</sub> implique irrémédiablement une différence de valeur au niveau des nos caractérisations. De plus, la présence de la microstructure de la fibre GeSbS<sub>2</sub> vient également modifier ses propriétés intrinsèques.

La FOM correspondant à ces résultats expérimentaux est de  $5 \cdot 10^{-3}$  dB/mW/m avec  $G = 55$  dB,  $P_{pompe} = 6,5$  W et  $n_{fibre} = 2,25$  [51] soit 80 fois plus élevée que dans la fibre référence et coïncide avec les valeurs trouvées par Song *et al.* en 2006 [17]. (FOM 110 fois plus élevée que dans une fibre standard)

La différence entre les valeurs déterminées avec cette fibre et celles trouvées dans la littérature peut provenir du choix de l'axe sur lequel les caractérisations de la fibre ont été faites. En effet, il aurait été judicieux de faire une étude sur les deux axes principaux de cette fibre microstructurée chalcogénure. Ainsi, une différence de valeurs aurait été trouvée, due à une irrégularité du diamètre de cœur et de la structure sur une distance de propagation donnée.

### 3.2.6 Mesure de la largeur de raie : méthode auto-hétérodyne

Dans le but de compléter cette étude comparative et de caractériser le plus précisément possible le phénomène de diffusion Brillouin dans ces fibres spéciales, une nouvelle expérience a été entreprise : la mesure de la largeur de raie Brillouin dans la fibre référence et la fibre GeSbS<sub>2</sub>. Pour cela, le montage représenté sur la figure 3.22 a été mis en place.

Ce montage expérimental est un banc de détection auto-hétérodyne. Le principe de cette détection est d'estimer au plus proche la largeur de raie Brillouin en s'affranchissant du bruit basse fréquence. Cette technique fut développée dans les années 80 par Okoshi *et al.* [52]. L'idée de base de cette méthode consiste à convertir la phase optique ou les fluctuations de fréquence du laser en variation d'intensité de la lumière dans un interféromètre de type Mach-Zehnder. Dans l'interféromètre, le champ optique est mélangé avec une réplique de lui-même retardée, le signal d'interférences est détecté avec une photodiode rapide. Un modulateur acousto-optique est utilisé pour déplacer le spectre en fréquence dans le but de rejeter le signal détecté en courant continu dans la photodiode et permettre l'utilisation d'un analyseur de spectre RF standard pour la mesure du spectre.

Généralement lors de la mise en place du banc de mesures, il est préférable de choisir un retard optique plus court que la longueur de cohérence de la source, ce qui va permettre de décorréler le battement sur le détecteur et ainsi simplifier la compréhension du spectre obtenu. Ceci est vrai pour des raies dites « larges »<sup>11</sup>, cependant pour des largeurs plus faibles<sup>12</sup>, la longueur de la ligne à retard peut être plus importante (ce qui est notre cas ici).

Nota Bene : La longueur de cohérence  $L_c$  est définie par l'équation suivante :

$$L_c = c\tau_c = \frac{c}{\pi\Delta\nu} \quad (3.41)$$

$L_c$  représente la distance que parcourt l'onde à la vitesse de lumière pendant le temps  $\tau_c$ . C'est une mesure de la distance maximum entre deux fronts d'ondes cohérents. Par exemple, pour la source utilisée dans ce montage la longueur de cohérence est de 60 m.

Remarque : auto-hétérodynage signifie que l'écart en puissance entre la bande spectrale de la pompe et la bande spectrale Brillouin est de l'ordre de 20 dB.

Détermination du champ total recueillie par la photodiode [53, 54] :

$$E_T(t) = E(t) + AE(t + \tau_0) \quad (3.42)$$

avec  $A$  coefficient prenant en compte le rapport d'amplitude entre les deux champs dû aux coupleurs. Ainsi, l'intensité lumineuse reçue par la photodiode est le carré du module du champ.

11. supérieur au MHz

12. de l'ordre du kHz

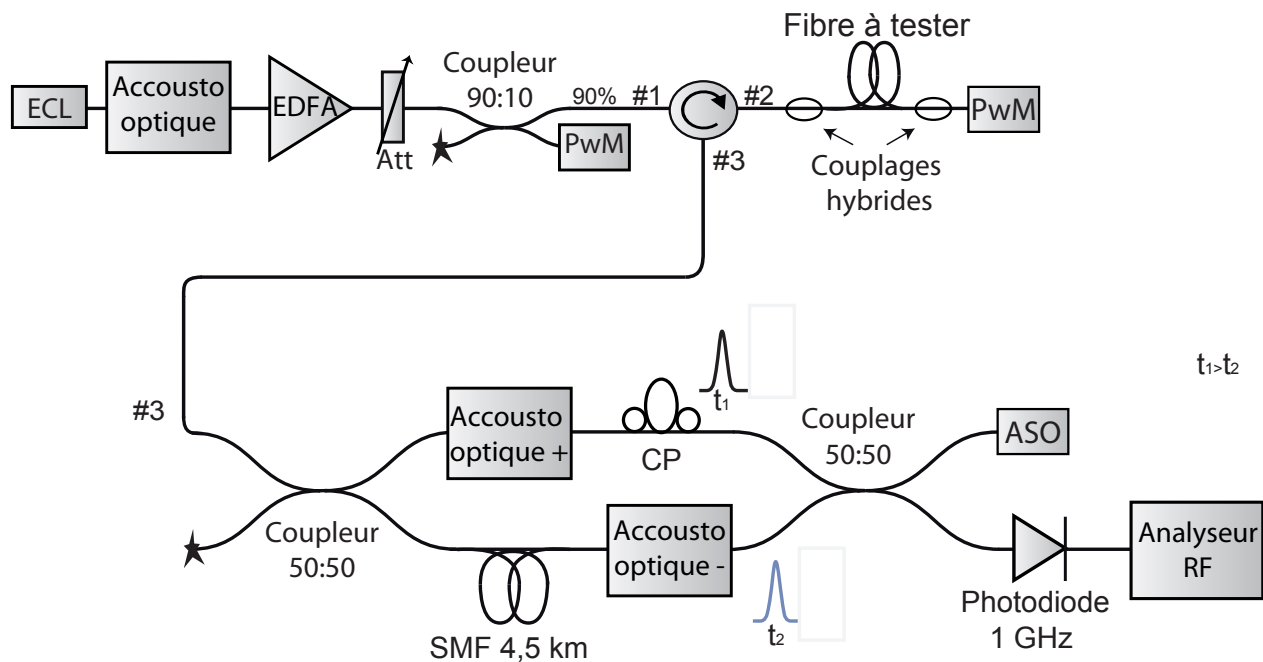


FIGURE 3.22 – Montage de mesure de la largeur de raie Brillouin : Montage de détection auto-hétérodyne

$$I_T(t) = E_T(t)E_T^*(t) \quad (3.43)$$

La fonction d'auto-corrélation obtenue est définie par :

$$\Gamma_T(\tau) = I_T(t)I_T(t + \tau) \quad (3.44)$$

La largeur de la raie de gain Brillouin est obtenue à l'aide du montage auto-hétérodyne figure 3.22. Le signal rétrodiffusé est injecté dans l'interféromètre Mach-Zehnder. Celui-ci présente un rapport signal à bruit de plus de 15 dB (écart entre la raie Brillouin et la pompe résiduelle).

Les bras sont décorrélés par le biais d'une fibre standard de 4,5 km de long, et décalés en fréquence de 80 MHz grâce à deux modulateurs acousto-optiques. Chaque modulateur acousto-optique présente un décalage de 40 MHz de signe opposé comme indiqué sur le montage de la figure 3.22. Le battement en sortie de l'interféromètre est détecté par une photodiode de bande passante 1 GHz. Une étude en fréquence est faite via un analyseur RF de résolution 100 kHz. Une comparaison de la largeur de raie de la source avec la largeur de raie du gain Brillouin de la fibre référence et de la fibre chalcogénure microstructurée GeSbS<sub>2</sub> a été faite. Ces résultats expérimentaux sont visibles figure 3.23.

La ligne continue grise représente le spectre de la source (diode DFB), avec une largeur de raie de 1,6 MHz mesurée à 3 dB du maximum. Cette valeur est beaucoup plus importante que celle donnée par le fabricant (150 kHz). Cette nette différence est due à une variation de la longueur d'onde centrale de la source causée par l'absence de régulation thermique. Effectivement, cette largeur de raie est importante mais reste sensiblement plus faible (d'un ordre de grandeur) que les largeurs des raies du gain Brillouin à mesurer. D'après les travaux de Tournenc en 2005 [55], il

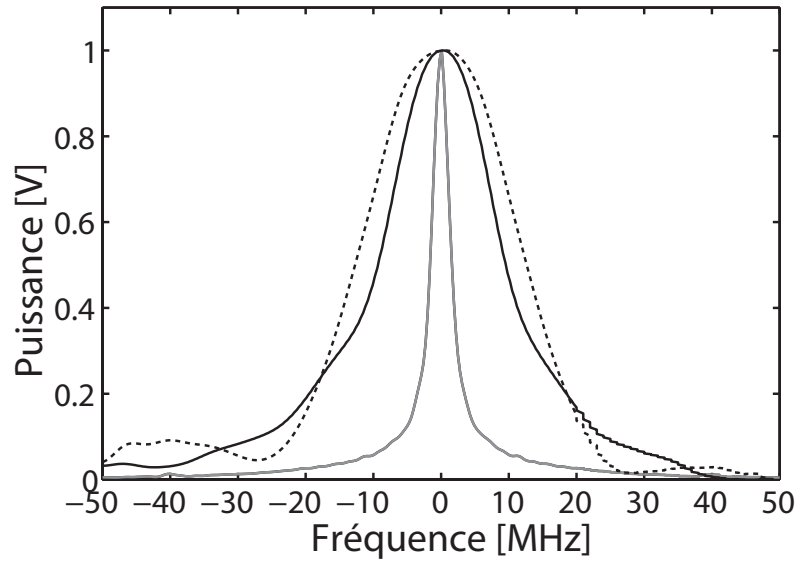


FIGURE 3.23 – Mesure des largeurs de raies Brillouin. Spectre RF : **trait continu gris**, raie spectrale de la source ; **trait pointillé** : raie spectrale Brillouin issue de la fibre référence ; **trait continu noir** : raie spectrale Brillouin issue de la fibre chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$ .

existe un rapport de deux entre la valeur lue sur le spectre et la valeur réelle de la largeur de raie. Ceci est vrai si l'on considère la source comme un bruit blanc de fréquence, confirmée par l'allure de la largeur de raie de la source, plus proche d'une gaussienne que d'une lorentzienne, ce qui est également en bon accord avec les travaux de LeFloch et ses collaborateurs en 2001 [43, 56].

La ligne pointillée correspond à la mesure de la largeur de raie Brillouin pour la fibre référence.

Cette largeur est de 12,6 MHz, ce qui est en très bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature [28]. Enfin, la ligne continue montre la raie Brillouin obtenue avec la fibre chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$ . Celle-ci a une largeur spectrale de 9,5 MHz légèrement plus fine que ce qu'Abedin a trouvé en 2005 [39], 13,2 MHz. Cette différence peut provenir de la composition des fibres (Abedin travaillait sur une fibre en sélénure d'arsenic) ou encore de la présence de la microstructure de la fibre  $\text{GeSbS}_2$  favorisant le confinement du mode guidé.

Dans cette section a été présentée une étude de la rétrodiffusion Brillouin au sein d'une fibre chalcogénure microstructurée comparée à une fibre silice standard de référence de 7,9 km de long. De nettes différences ont été observées en ce qui concerne le décalage en fréquence de la raie spectrale Brillouin, il est de 11 GHz pour la fibre standard et de 8,5 GHz pour la fibre  $\text{GeSbS}_2$ . Les mesures des largeurs de raies ont également montré une différence, 13 MHz pour la fibre référence et seulement 9,5 MHz pour la fibre  $\text{GeSbS}_2$  [51]. Ces différentes caractéristiques déterminées pour la fibre référence et la fibre chalcogénure microstructurée  $\text{GeSbS}_2$  sont reportées dans le tableau suivant :

Fibre testée	$\Delta\nu$ (GHz)	$g_B$ ( $\text{W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ )	$P_{th}$ (mW)	FOM (dB/mW/m)	Largeur de Raie (MHz)
Fibre silice	-11	$8 \cdot 10^{-12}$	50	$6 \cdot 10^{-5}$	13
$\text{GeSbS}_2$	-8,5	$8 \cdot 10^{-10}$	1950	$5 \cdot 10^{-3}$	9,5

TABLE 3.5 – Résultats des propriétés Brillouin pour les fibres référence et  $\text{GeSbS}_2$

Après cette étude sur le comportement de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre chalcogénure microstructurée  $\text{GeSbS}_2$ , c'est avec l'étude du phénomène de diffusion Raman au sein de celle-ci que se poursuit l'investigation. Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus aux résultats connus dans la littérature [26, 57, 58], une fois de plus une constante comparaison expérimentale va être faite entre la fibre  $\text{GeSbS}_2$  et la fibre silice standard [13].

### 3.2.7 Caractérisation de la diffusion Raman

L'étude du comportement de la diffusion Raman dans un système envisagé avec de fortes intensités est primordiale. L'effet Raman en présence de fortes intensités produit un transfert d'énergie vers une gamme de longueur d'onde où il n'y a pas d'amplification. Cette quantité d'énergie est alors perdue. Cela va se traduire par une limitation du niveau des puissances crêtes dans un système. Ainsi, avant d'envisager quelques applications que ce soit avec les fibres chalcogénures microstructurées, la caractérisation de la diffusion Raman a été réalisée.

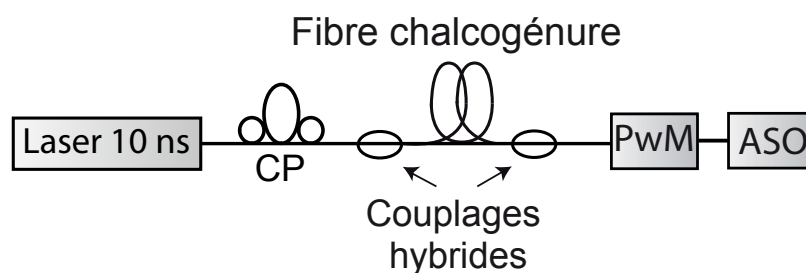


FIGURE 3.24 – Montage expérimental pour la caractérisation de la diffusion Raman spontanée.

Le schéma expérimental de caractérisation de diffusion Raman spontanée au sein de la fibre  $\text{GeSbS}_2$  et de la fibre standard est illustré figure sur la figure 3.24. Un laser émettant des impulsions de 10 ns cadencées à 1 kHz autour de 1553 nm est utilisé comme pompe Raman. La figure 3.25 présente la diffusion Raman se produisant dans la fibre  $\text{GeSbS}_2$  pour une puissance crête injectée de 80 W. Le décalage fréquentiel obtenu est de 9,7 THz, correspondant à un décalage en longueur d'onde de 83 nm de largeur à mi-hauteur 5,5 nm. Ce décalage fréquentiel est moins important que pour dans la fibre standard qui est de 13 THz (100nm) [28]. Connaissant la localisation de la raie Raman dans la fibre chalcogénure, la suite de l'étude va se porter sur la caractérisation du gain Raman pour les deux fibres testées.

L'intérêt de l'étude de la diffusion Raman Stimulée (SRS) est de déterminer le gain Raman de la fibre chalcogénure microstructurée dans le but de comparer ces valeurs expérimentales aux valeurs bien connues pour la fibre référence [28]. Pour cette étude, une onde co-propagative est couplée à un peigne de fréquence comme indiqué sur la figure 3.26.a. Cette onde co-propagative est issue d'un battement sinusoïdal généré par la superposition de deux ondes continues provenant de deux diodes laser à cavités externes (ECL1 et ECL2) séparées de 1 THz autour de 1560 nm.

Le signal est ensuite amplifié à 30 dBm grâce à un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) puis injecté dans une fibre hautement non-linéaire (HNLF) de 500 m de long. Cette fibre HNLF a

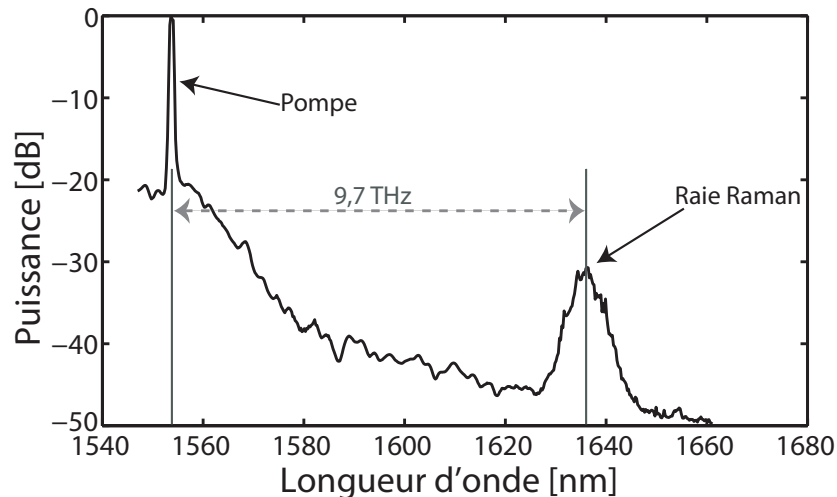


FIGURE 3.25 – Spectre de diffusion Raman spontanée à la sortie de la fibre chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$  pour une puissance crête d'entrée de 80 W.

une dispersion chromatique anormale de  $0,5 \text{ ps/km.nm}$ , une pente de  $0,008 \text{ ps/km.nm}^2$ , des pertes optiques de  $0,7 \text{ dB/km}$  autour de  $1550 \text{ nm}$  et un coefficient non-linéaire  $\gamma$  de  $10,8 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ .

Un large spectre composé d'un grand nombre de raies spectrales issues de mélanges à quatre ondes multiples est généré [20, 59] via la combinaison des effets non-linéaires Kerr et de la dispersion chromatique anormale. Les deux raies spectrales de diffusion Raman sont générées via ces processus non-linéaires. Pour la fibre chalcogénure, une raie à  $1636 \text{ nm}$  est générée soit un décalage de  $83 \text{ nm}$  par rapport à la longueur d'onde de la pompe et pour la fibre référence, une raie à  $1653 \text{ nm}$  soit un décalage de  $100 \text{ nm}$  par rapport à la longueur d'onde de la pompe.

Le spectre obtenu, appelé peigne de fréquence est visible figure 3.25.b.

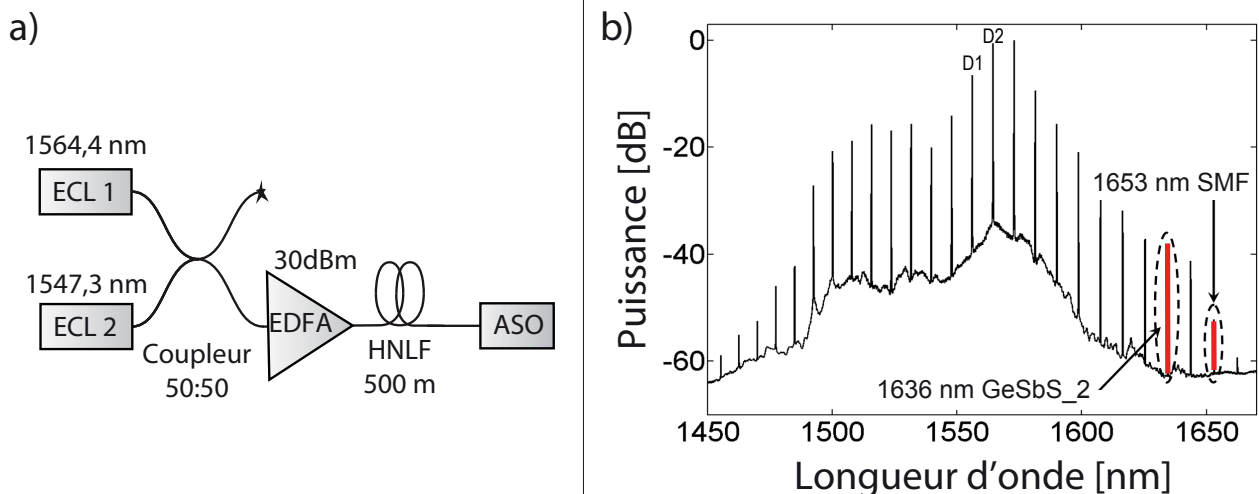


FIGURE 3.26 – a) Montage expérimental pour la création des graines d'amplifications Raman par mélanges à quatre ondes. b) Spectre en sortie de la fibre HNLF : mélanges à quatre ondes multiples. D1 et D2 représentent les longueurs d'ondes des diodes ECL1 et ECL2 du schéma 3.27.

Dans le but de ne conserver que la partie amplifiée du signal à la sortie de la fibre testée, un

acousto-optique (AO) est synchronisé à la pompe Raman. Dans ce montage expérimental, visible sur la figure 3.27, des soudeuses (couplages hybrides) sont utilisées pour le couplage d'entrée et de sortie avec la fibre chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$ . Les pertes de couplages sont de l'ordre de 2,5 dB.

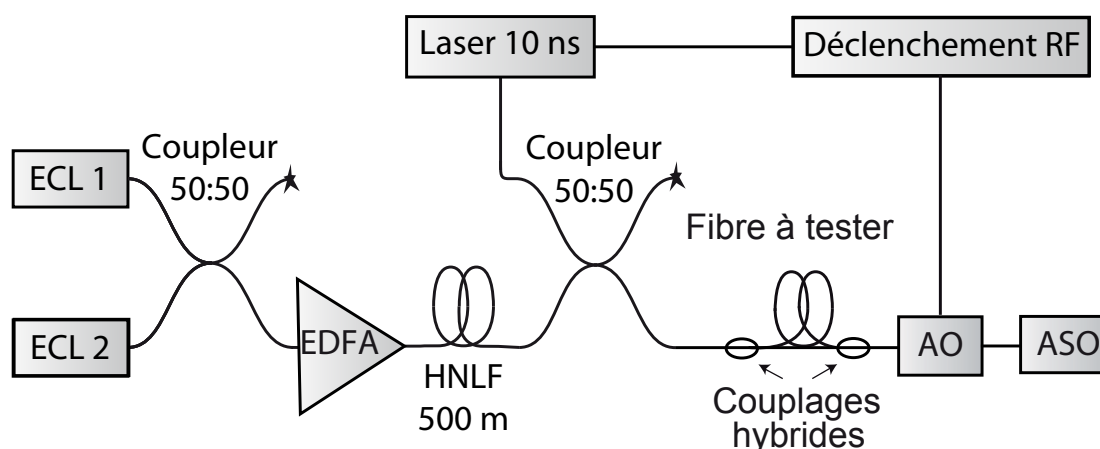


FIGURE 3.27 – Montage expérimental pour la caractérisation du phénomène de diffusion Raman.

La première étape de cette investigation consiste en l'étude de la diffusion Raman stimulée au sein de la fibre standard. Pour cela une étude de l'évolution de la puissance du signal amplifié (à 1653 nm) en fonction de la puissance de la pompe Raman en entrée de fibre a été faite. La figure 3.28.a représente cette évolution.

Une très forte amplification du signal d'entrée est ainsi visible.  $G$  sur la figure 3.28.a représente cette amplification équivalente à un gain proche de 49 dB. Sachant que la fibre de référence mesure 7,9 km, on peut en déduire un gain par unité de longueur de  $6 \cdot 10^{-3}$  dB/m.

À l'aide de l'équation 3.45, peut-être déterminé le gain Raman de cette fibre.

$$g_R = \frac{\ln(G) \times A_{eff}}{P_{pompe} \times L_{eff}} \quad (3.45)$$

avec  $G$ , le gain entre la puissance du signal d'entrée et la puissance la plus élevée du signal de sortie (en dB) ;  $P_{pompe}$ , la puissance de la pompe correspondant à la puissance la plus élevée en sortie (W), et  $A_{eff}$  représente l'aire effective de la fibre testée (en  $\mu\text{m}^2$ ) et  $L_{eff}$  la longueur effective de la fibre testée (en mètre).

La fibre de référence a pour caractéristiques (figure 3.28) :

$A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$ ,  $L_{eff} = 6351$  m et  $G = 45$  dB, ce qui donne un gain Raman de  $G = 1 \cdot 10^{-13}$  m/W, pour la fibre référence pour une puissance de pompe maximale de  $P_{pompe} = 1,33$  W. La valeur du gain Raman est en bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature [28].

Le spectre du signal amplifié en sortie de la fibre référence est visible figure 3.28.b. Ce spectre typique a été enregistré à l'analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,07 nm pour une puissance de pompe Raman de 900 mW.

Ensuite les mêmes mesures ont été réalisées pour la fibre chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$ . D'après les résultats de la figure 3.25, le phénomène de diffusion Raman au sein de la fibre chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$  se produit à 1636 nm. Cette raie spectrale est amplifiée à l'aide du montage 3.27. La figure 3.29.a représente l'évolution de la puissance du signal de sortie en fonction de la puissance



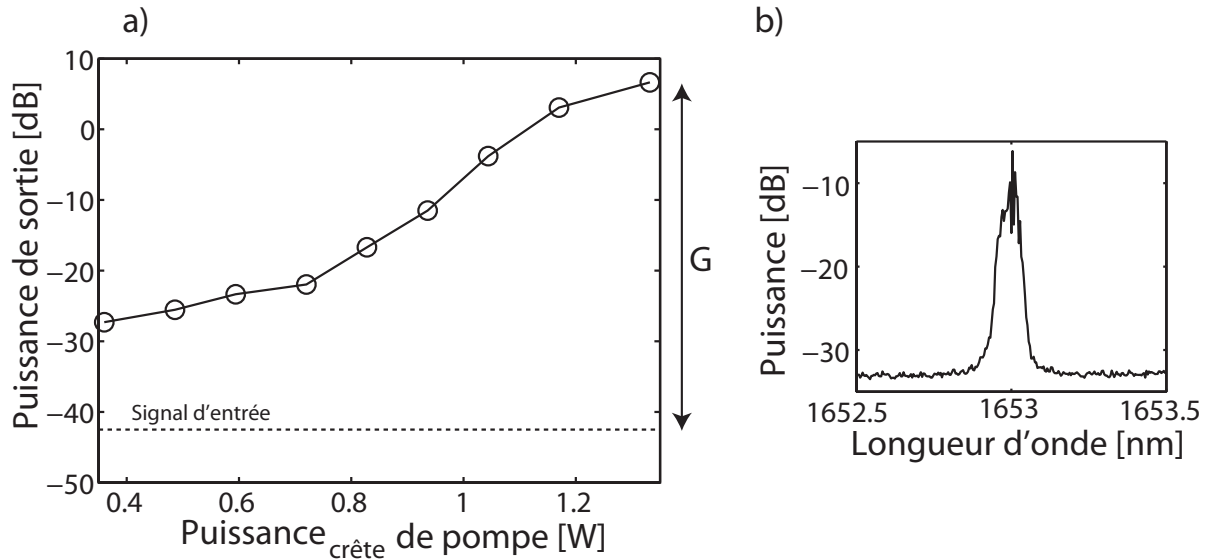


FIGURE 3.28 – a) Évolution de la puissance du signal de sortie en fonction de la puissance du signal de pompe pour la fibre référence de 7,9 km. b) Spectre du signal de sortie amplifié pour une puissance de pompe de 900 mW.

de pompe. Cette évolution donne un gain maximum  $G$  de près de 37 dB correspondant à un gain par unité de longueur de 24,7 dB/m. Le gain Raman pour la fibre  $\text{GeSbS}_2$  d'après l'équation 3.45 avec  $A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$ ,  $L_{eff} = 0,7 \text{ m}$  est de  $G = 1,8 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$  pour une puissance maximale de pompe  $P_{pompe} = 35 \text{ W}$ . Cette valeur est 180 fois plus élevée que la valeur déterminée dans la fibre référence. Ainsi le processus de diffusion Raman stimulée sera plus facilement atteint (besoin d'une puissance moins importante) dans ces fibres chalcogénures microstructurées que dans une fibre silice standard. Dans l'article de Ojas P. Kulkarni *et al.* en 2006 [24], concernant l'étude de la diffusion Raman dans les fibres chalcogénures, et plus particulièrement la détermination du gain Raman, celui-ci a été estimé à  $5 \cdot 10^{-12} \text{ m/W}$  soit 3,6 fois moins élevé que la valeur du gain Raman déterminée dans notre expérience. Cette faible différence peut s'expliquer par les erreurs de mesures lors de notre étude. La précision de la mesure avec l'ASO est de 0,07 nm, une incertitude subsiste également au niveau de la taille de l'aire effective (quelques  $\mu\text{m}$ ). Néanmoins, les résultats des travaux de Ojas P. Kulkarni *et al.* en 2006 [24] et de nos travaux [51] concernant l'étude de la diffusion Raman au sein de fibres chalcogénures présentent des ordres de grandeurs équivalents.

La figure 3.29.a illustre le spectre du signal de sortie amplifié, enregistré à l'aide d'un analyseur de spectre optique pour une puissance crête de pompe de 24,5 W.

Cette section a été consacrée à l'étude des propriétés Raman pour deux fibres optiques différentes : une fibre silice standard de 7,9 km de long et une fibre microstructurée chalcogénure  $\text{GeSbS}_2$  de 1,5 m de long. Les caractéristiques des fibres chalcogénures microstructurées ont été mises en valeur par un gain Raman supérieur de plus de trois ordres de grandeurs à celui déterminé au sein de la fibre silice SMF28. Le gain Raman dans la fibre  $\text{GeSbS}_2$  est supérieur (3,6 fois plus grand) à la valeur déterminée en 2006 par Ojas P. Kulkarni et ses collaborateurs [24] lors de leur étude du gain Raman dans les fibres chalcogénures. Cette faible différence peut provenir des

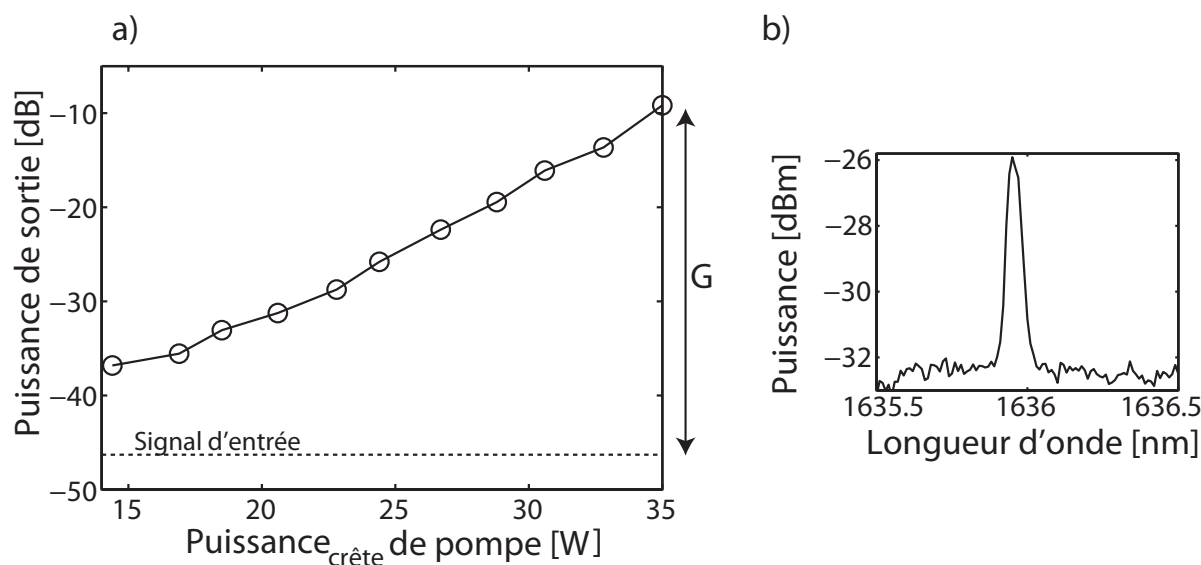


FIGURE 3.29 – Évolution de la puissance du signal de sortie en fonction de la puissance du signal de pompe pour la fibre  $GeSbS_2$  de 1,5 m de long. b) Spectre du signal de sortie amplifié pour une puissance de pompe de 24,5 W.

erreurs de mesures lors de notre étude et d'une incertitude subsistant au niveau de la taille de l'aire effective ( quelques  $\mu m$ ).

Le tableau ci-dessous rappelle les différentes caractéristiques de diffusion Raman déterminées pour la fibre silice standard et la fibre microstructurée chalcogénure  $GeSbS_2$ .

Fibre testée	$\Delta\nu$ (THz)	$\Delta\lambda$ (nm)	$g_R$ ( $W^{-1} km^{-1}$ )
Fibre référence SMF	13	100	$1 \cdot 10^{-13}$
$GeSbS_2$	9,7	83	$1,8 \cdot 10^{-11}$

TABLE 3.6 – Résultats des propriétés de diffusion Raman pour les fibres référence et  $GeSbS_2$ .

### 3.3 Étude des propriétés d'une fibre chalcogénure $As_2S_3$ à cœur suspendu

Dans cette section, une étude des propriétés d'une fibre chalcogénure à cœur suspendu de composition sélénure d'arsenic,  $As_2S_3$  va être faite. Cette fibre, visible sur la figure 3.30, est une fibre monomode de diamètre extérieur  $120 \mu m$ , de diamètre de cœur  $2,6 \mu m$  et mesure 12 m de long. La technique de fabrication utilisée est l'usinage mécanique avec une préforme de 16 mm de diamètre composée de 3 trous de 0,8 mm et d'un pitch  $\Lambda$  de 1,3 mm.

Une étude des pertes linéiques et du processus d'auto-modulation de phase a été réalisée au sein de cette fibre  $As_2S_3$ .

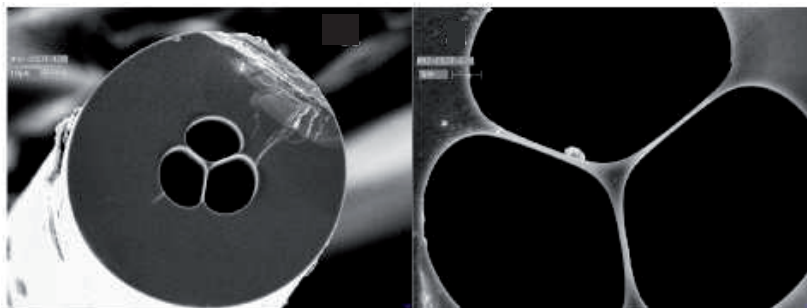


FIGURE 3.30 – Images faites au microscope électronique à balayage de la fibre chalcogénure  $\text{As}_2\text{S}_3$  à cœur suspendu de diamètre de cœur de  $2,6 \mu\text{m}$ .

### 3.3.1 Observation du profil de mode en sortie de la fibre

L'observation du profil de mode de la fibre  $\text{As}_2\text{S}_3$  à cœur suspendu a été réalisée avec le montage 3.12 présenté dans le paragraphe 3.2.1. De même que pour l'étude du profil de modes de la fibre trois couronnes microstructurées section 3.2.1 de ce chapitre, le contrôle de la géométrie du cœur de la fibre et l'aspect monomode de celle-ci ont été vérifiés. La figure 3.31 illustre le profil de mode observé en sortie de la fibre  $\text{As}_2\text{S}_3$  montrant que la source injectée se propage bien dans le mode fondamental de la fibre et que sa forme géométrique de cœur est bien de forme triangulaire, comme attendue lors de sa conception.

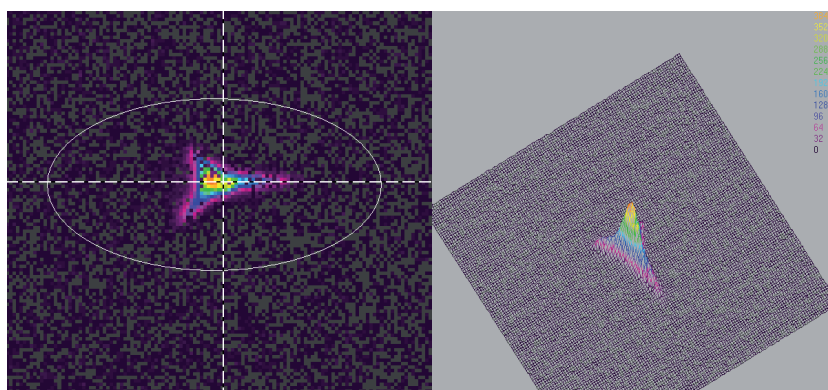


FIGURE 3.31 – Profil de modes de la fibre  $\text{As}_2\text{S}_3$  chalcogénure à cœur suspendu. à gauche : profil de modes, à droite : représentation du profil de modes en 3 dimensions.

### 3.3.2 Mesures des pertes linéiques

Dans le but de déterminer les pertes linéiques de la fibre à cœur suspendu conçue par Mohammed El Amraoui, la méthode de « Cut-back » décrite figure 3.4 a été utilisée. Cette mesure a été réalisée sur douze mètres de fibre. D'après l'équation 3.1, les pertes linéiques sont de  $1,1 \text{ dB/m}$ , sachant que deux mètres de fibre ont été retirés, la longueur effective de la fibre est de  $3,63 \text{ m}$  d'après l'équation 3.3.

### 3.3.3 Auto-modulation de phase (SPM) et coefficient non-linéaire ( $\gamma$ )

Afin de déterminer le coefficient non-linéaire Kerr ( $\gamma$ ) ainsi que l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  de la fibre  $As_2S_3$  qui mesure maintenant 2,5 m de long, le montage visible sur la figure 3.32 [17, 18] a été mis en place.

À l'aide de simulations numériques faites sous matlab et basées sur la résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger, il est possible de remonter à la valeur du coefficient non-linéaire Kerr ( $\gamma$ ) et à  $n_2$  de la fibre testée par comparaison entre l'expérience et la simulation numérique.

La source optique est un laser à blocage de mode fibré (Pritel) générant des impulsions de 8,3 ps à un taux de répétition de 22 MHz autour de 1544 nm à une puissance moyenne de 27 dBm (puissance crête proche de 2kW) 3.32.

La source utilisée présentant de fortes puissances, il faut s'assurer qu'il n'y ait pas de SPM introduite par l'amplificateur avant l'injection dans la fibre à tester. Pour cela, le spectre optique à la sortie du laser est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre optique (ASO). L'ajustement de la puissance injectée via un atténuateur variable (Att) permet d'injecter dans la fibre à tester un spectre neutre, sans SPM.

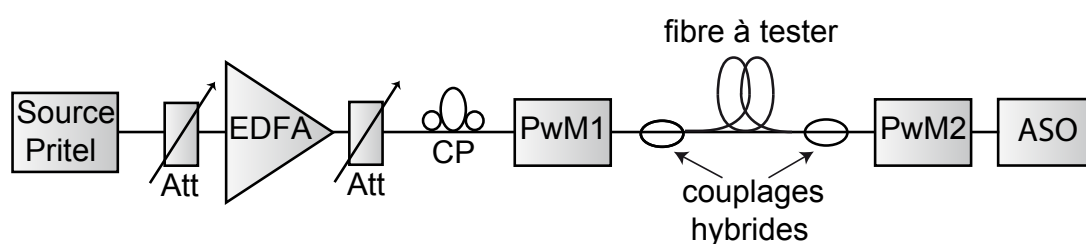


FIGURE 3.32 – Montage expérimental pour la mesure de spectres d'auto-modulation de phase dans la fibre  $As_2S_3$ .

Le spectre initial après amplification est illustré sur la figure 3.33.a courbe noire. Comme pour les précédentes caractérisations vues dans ce chapitre, un couplage hybride a été utilisé dans le but de minimiser les pertes de couplages. Au niveau du couplage d'entrée, les pertes ont été estimées à 4 dB, au niveau de la sortie, elles sont de l'ordre de 9 dB. Dans le but de maximiser l'élargissement spectral induit par le phénomène d'auto-modulation de phase au sein de la fibre chalcogénure, un contrôleur de polarisation (PC) a été utilisé. Un puissance mètre (PwM1) est placé en entrée de la fibre chalcogénure puis un second PwM2) suivi d'un analyseur de spectre optique est placé en sortie.

La figure 3.33.b illustre les résultats expérimentaux réalisés. Ainsi la représentation de l'évolution du spectre d'auto-modulation de phase en sortie de la fibre  $As_2S_3$  est donné en fonction de la puissance injectée. La figure 3.33.a représente deux spectres d'auto-modulation de phase, en noir le spectre initial(en linéaire) à une puissance crête de 1,5 W et en gris le spectre obtenu pour une puissance crête de 150 W correspondant à l'élargissement spectral maximal obtenu (20 nm). Pour une puissance crête de 212 W, le processus de diffusion Raman stimulée se produit, visible sur la figure 3.33.c

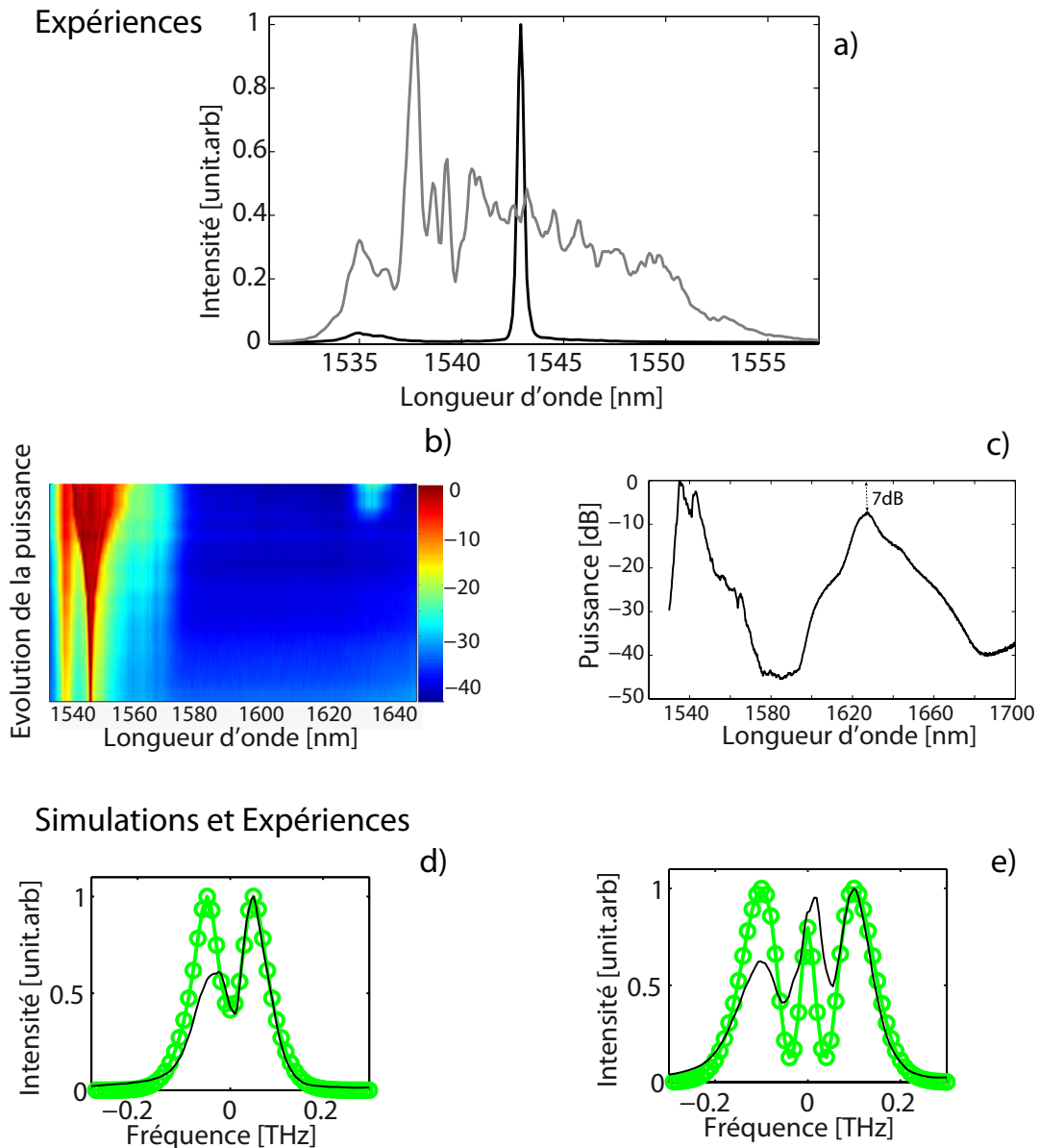


FIGURE 3.33 – Résultats de caractérisation de l'effet de SPM dans la fibre à cœur suspendu  $\text{As}_2\text{S}_3$   
 a) Spectres expérimentaux : (**courbe noire**) pour une puissance crête de 1,5 W et (**courbe grise**) pour une puissance injectée de 14.5 dBm. b) Évolution des spectres en fonction de la puissance crête variant de 1,5 W à 150 W insert : zoom sur la partie 1520 nm 1580 nm. c) Continuum avec bosse Raman pour une puissance crête de 212 W. d) Comparaison des résultats de simulations (**trace et marqueurs verts**) et expérimentaux (**trace noire**) pour une puissance crête de 35 W et e) 67 W.

La raie de diffusion Raman stimulée observée est située autour de 1620 nm, soit un décalage spectral d'environ 84 nm par rapport à la longueur d'onde de la pompe, ce qui est en bon accord avec les résultats obtenus dans le paragraphe 3.2.7 ainsi qu'avec les travaux [24].

Le but de cette étude étant de déterminer la valeur du coefficient non-linéaire effectif Kerr de cette fibre, les résultats des simulations numériques ont été comparés aux données expérimentales.

Les figures 3.33.d et 3.33.e présentent les résultats expérimentaux obtenus pour des puissances crêtes respectives de 150 W et 200 W. Les résultats des simulations numériques sont représentés par la trace pointillée verte. L'aire effective de la fibre est considérée comme circulaire dans nos simulations, cependant en réalité celle-ci est de forme triangulaire, ce qui génère des résultats numériques qui diffèrent légèrement des résultats expérimentaux. De plus, le phénomène de diffusion Raman n'a pas été pris en compte dans les simulations numériques. Les données des simulations numériques se rapprochant au plus près des spectres de SPM obtenus sont pour un coefficient non-linéaire de  $\gamma$  de  $2100 \text{ (W}^{-1} \text{ km}^{-1})$ . La valeur de dispersion chromatique de la fibre à cœur suspendu  $\text{As}_2\text{S}_3$  utilisée dans les simulations numériques, soit  $-280 \text{ ps/nm.km}$ , a été déterminée lors d'expériences annexes par d'autres membres du laboratoire [60].

La valeur de  $\gamma$  est 1600 fois plus importante que dans une fibre silice standard [28]. Connaissant la valeur du coefficient non-linéaire Kerr, la valeur de l'indice de réfraction non-linéaire se détermine via l'équation 3.36. Cet indice est de  $1,10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  soit 100 fois plus important que l'indice de réfraction non-linéaire de la silice<sup>13</sup>. Tous nos résultats sont en bon accord avec les résultats donnés par Fatome *et al* en 2009 et El Amraoui *et al* en 2010 [33, 60].

Le tableau ci-dessous rappelle les différentes caractéristiques vues pour la fibre  $\text{As}_2\text{S}_3$ .

Fibre testée	Dispersion	$\gamma(\text{W}^{-1} \text{ km}^{-1})$	$n_2 \text{ (m}^2/\text{W)}$
$\text{As}_2\text{S}_3$	-280	2100	$1,10^{-18}$

TABLE 3.7 – Résultats des propriétés de la fibre  $\text{As}_2\text{S}_3$ .

## 3.4 Conclusion

Les fibres chalcogénures microstructurées caractérisées lors de ma thèse de doctorat présentent des propriétés non-linéaires exacerbées fort intéressantes. Les fibres optiques microstructurées chalcogénures  $\text{GeSbS}_1$  et  $\text{GeSbS}_2$  ont fait l'objet d'une étude comparative avec une fibre silice standard de 7,9 km de long. De cette investigation en sont ressorties des propriétés non-linéaires propres aux fibres microstructurées  $\text{GeSbS}_1$  et  $\text{GeSbS}_2$  supérieures de plusieurs ordres de grandeurs par rapport à celles d'une fibre silice standard.

Par exemple, leurs indices de réfraction non-linéaires sont 100 fois plus importants que celui de la fibre silice. Ou encore les effets de diffusion Brillouin ou Raman sont nettement supérieurs avec

13.  $n_{2\text{silice}} = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$

respectivement des valeurs de gain de  $8.10^{-10}\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $1,8.10^{-11}\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  soit plus de 100 fois supérieurs aux valeurs déterminées dans la fibre silice qui sont respectivement  $8.10^{-12}\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $1.10^{-13}\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

Cette étude comparative a permis de montrer à quel point les principaux effets non-linéaires dans ces fibres chalcogénures microstructurées pouvaient être dominants. Cela peut être un atout lorsque l'on souhaite par exemple faire un amplificateur Raman, mais cela peut également être un problème par leur aspect limitatif en puissance.

Les fibres optiques chalcogénures à cœur suspendu ont également montré d'excellentes caractéristiques non-linéaires. Par exemple leur indice de réfraction non-linéaire est 100 fois plus important que dans la fibre silice standard [33, 60] et ce grâce à un très fort confinement du mode guidé, exacerbant ainsi les effets non-linéaires.

Malgré ces résultats encourageants, les fibres chalcogénures microstructurées ne sont pas encore prêtes pour des applications Télécom, leurs pertes intrinsèques en est la principale cause.

Actuellement, un grand nombre de travaux orientés sur ces fibres au niveau mondial leurs promettent un bel avenir . Cependant un grand nombre de points est encore à améliorer. Parlons tout d'abord de leur valeur de dispersion et leurs pertes d'insertions souvent trop élevées mais également d'un point de vue expérimental, leur fragilité lors de leur manipulation. De plus leur seuil de dommage situé autour de 50 mW est également un frein pour de nombreuses applications. Mais l'atout incontestable de ces fibres, sans oublier leurs effets non-linéaires exacerbés, reste leur transparence sur une gamme très large en longueurs d'ondes, pouvant atteindre  $22\ \mu\text{m}$  suivant la composition du verre.

Le tableau suivant répertorie toutes les caractéristiques des fibres chalcogénures présentées dans ce chapitre et réalisées lors de mes travaux de thèse. Une colonne est consacrée aux résultats obtenus pour la fibre SMF28 permettant une comparaison basée sur des résultats vérifiés à maintes reprises dans la littérature.

Caractéristique	GeSbS <sub>1</sub>	GeSbS <sub>2</sub>	As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	SMF28
$\alpha$ (dB/m)	5	5,5	1,1	$0,25 \cdot 10^{-3}$
$A_{eff}$ ( $\mu m^2$ )	22	50	5,3	80
Biréfringence (ps/m)	5,5	0,8	NC	<0,5
$B_m$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	NC	< $10^{-4}$
D (ps/nm/km)	-421	-406	-280	17
S(ps/nm <sup>2</sup> /km)	0.9	1,1	1	0,07
$\gamma$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	500	210	2100	$1,3 \cdot 10^{-1}$
$n_2$ (m <sup>2</sup> /W)	$2,8 \cdot 10^{-18}$	$2,6 \cdot 10^{-18}$	$1,10^{-18}$	$2,6 \cdot 10^{-20}$
$\Delta\nu_B$ (GHz)	NC	-8,5	NC	-11
$g_B$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	NC	$8 \cdot 10^{-10}$	NC	$8 \cdot 10^{-12}$
$P_{th}$ (mW)	NC	1950	NC	50
FOM (dB/mW/m)	NC	$5 \cdot 10^{-3}$	NC	$6 \cdot 10^{-5}$
Largeur de Raie (MHz)	NC	13	NC	9,5
$\Delta\nu_R$ (THz)	NC	9,7	10,5	13
$g_R$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	NC	$1,8 \cdot 10^{-11}$	NC	$1 \cdot 10^{-13}$

TABLE 3.8 – Tableau récapitulatif des différentes caractéristiques déterminées pour les fibres chalcogénures testées dans ce chapitre. NC : non caractérisée



## Bibliographie

- [1] M. D. Pelusi, F. Luan, E. Magi, M. R. Lamont, D. J. Moss, B. J. Eggleton, J. S. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal. High bit rate all-optical signal processing in a fiber photonic wire. *Opt. Express*, 16(15) :11506–11512, 2008.
- [2] D-II Yeom, E. C. Mägi, M. A. F. Lamont, M. R. E. and Roelens, L Fu, and B. J. Eggleton. Low-threshold supercontinuum generation in highly nonlinear chalcogenide nanowires. *Opt. Lett.*, 33(7) :660–662, 2008.
- [3] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.*, 78(4) :1135–1184, Oct 2006.
- [4] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber. *Opt. Lett.*, 26(9) :608–610, 2001.
- [5] S.A. Diddams, D.J. Jones, S.T. Ye, J. and Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R.S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 thz femtosecond laser comb. *Phys. Rev. Lett.*, 84(22) :5102–5105, May 2000.
- [6] P. Petropoulos, T. M. Monro, W. Belardi, K. Furusawa, J. H. Lee, and D. J. Richardson. 2r-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber. *Opt. Lett.*, 26(16) :1233–1235, 2001.
- [7] F. Benabid, J. Knight, and P. Russell. Particle levitation and guidance in hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 10(21) :1195–1203, 2002.
- [8] L. B. Shaw, P. A. Thielen, F. H. Kung, V. Q. Nguyen, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal. Ir supercontinuum generation in as-se photonic crystal fiber. In *in Proc. Optical Fiber Communications Conference , Anaheim USA, March 2007, TuC5*, March 2007.
- [9] T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, and N. Sugimoto. Dispersion shifted bi2o3-based photonic crystal fiber. In *n Proc. European Conference on Optical Communication (ECOC 2008)*, Cannes France, 2008.
- [10] N. Sugimoto, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, K. Taira, and K. Kikuchi. Bismuth-based optical fiber with nonlinear coefficient of 1360w-1km-1. In *in Proc. Optical Fiber Communications Conference (OFC2004), Anaheim USA, PDP26 (Postdeadline paper).*, March 2004.
- [11] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, P. Horak, J. Y. Y Finazzi, V. and. Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G . Brambilla, M. Feng, and D. J. Richardson. Mid-ir supercontinuum generation from nonsilica microstructured optical fibers. *Top. Quantum Electron.*, 13 :738–749, 2007.
- [12] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. M. B. Cordeiro, J. C. Knight, and F. G. Omenetto. Over 4000 nm bandwidth of mid-ir supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite pcfs. *Opt. Express*, 16(10) :7161–7168, 2008.

- [13] C. Fortier, B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, S. Pitois, and G. Millot. All-fibered high-quality low duty-cycle 160-ghz femtosecond pulse source. *Laser Physics Letters*, 5(11) :817–820, 2008.
- [14] M. Pelusi, V. G. Ta'eed, L. Fu, E. C. Mägi, M. R. E. Lamont, S. Madden, D.-Y. Choi, D. A. P. Bulla, B. Luther-Davies, and B. J. Eggleton. Applications of highly-nonlinear chalcogenide glass devices tailored for high-speed all-optical signal processing. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 14 :529–539, 2008.
- [15] Ning-Ning Feng, Gui-Rong Zhou, and Wei-Ping Huang. An efficient split-step time-domain beam-propagation method for modeling of optical waveguide devices. *J. Lightwave Technol.*, 23(6) :2186, 2005.
- [16] 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*, 11(26) :3568–3573, 2003.
- [17] K.Y. Song, K. S. Abedin, K. Hotate, M. González Herráez, and M. Thévenaz. Highly efficient brillouin slow and fast light using as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Opt. Express*, 14(13) :5860–5865, 2006.
- [18] 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*, 13(19) :7637–7644, 2005.
- [19] L. Fu, V. G. Taeed, Eric C Magi, Ian C. M Littler, Mark D Pelusi, Michael R. E Lamont, Alexander Fuerbach, Hong C Nguyen, Dong-Il Yeom, and Benjamin J Eggleton. Highly nonlinear chalcogenide fibres for all-optical signal processing. *OQE*, 2007.
- [20] 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*, 14(3) :1280–1285, 2006.
- [21] K.S. Abedin. Observation of strong stimulated brillouin scattering in single-mode as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Opt. Express*, 13(25) :10266–10271, 2005.
- [22] C. Florea. Stimulated brillouin scattering in single-mode as<sub>2</sub>s<sub>3</sub> and as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide fibers. *Opt.Express*, 14, 2006.
- [23] K.S. Abedin. Brillouin amplification and lasing in a single-mode as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Opt. Lett.*, 31(11) :1615–1617, 2006.
- [24] Ojas P. Kulkarni, Chenan Xia, Dong Joon Lee, Malay Kumar, Amos Kuditcher, Mohammed N. Islam, Fred L. Terry, Mike J. Freeman, Bruce G. Aitken, Stephen C. Currie, Joseph E. McCarthy, Mark L. Powley, and Dan A. Nolan. Third order cascaded raman wavelength shifting in chalcogenide fibers and determination of raman gain coefficient. *Opt. Express*, 14(17) :7924–7930, 2006.
- [25] S. D. Jackson and P.H. Muir. Theory and numerical simulation of nth-order cascaded raman fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18(9) :1297–1306, 2001.

- [26] S. K. Varshney, K. Saitoh, K. Iizawa, Y. Tsuchida, M. Koshihara, and R. K. Sinha. Raman amplification characteristics of as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 33(21) :2431–2433, 2008.
- [27] C. Baker and M. Rochette. Highly nonlinear hybrid as<sub>2</sub>se<sub>3</sub>-pmma microtapers. *Opt. Express*, 18(12) :12391–12398, 2010.
- [28] G.P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. San Francisco, 2001.
- [29] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. Measurement of nonlinear and chromatic dispersion parameters of optical fibers using modulation instability. *OFT*, 12 :243–250, 2006.
- [30] H. Chen. Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing. *Optics Communications*, 220(4-6) :331 – 335, 2003.
- [31] F. Koch, S.V. Chernikov, and J.R. Taylor. Dispersion measurement in optical fibres over the entire spectral range from 1.1 mm to 1.7 mm. *Opt.Com*, 175 :209–213, 2000.
- [32] T.N 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*, 278(1) :60 – 65, 2007.
- [33] J. Fatome, C. Fortier, T. N. 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. Lightwave Technol.*, 27(11) :1707–1715, 2009.
- [34] J. Garnier, J. Fatome, and G. Le Meur. Statistical analysis of pulse propagation driven by polarization-mode dispersion. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(9) :1968–1977, 2002.
- [35] J. P. Gordon and H. Kogelnik. Pmd fundamentals : Polarization mode dispersion in optical fibers. *PNAS*, 97 :4541–4550, 2000.
- [36] X. D. Cao and D. D. Meyerhofer. Frequency-domain interferometer for measurement of the polarization mode dispersion in single-mode optical fibers. *Opt. Lett.*, 19(22) :1837–1839, 1994.
- [37] G. Millot and J. M. Dudley. Polarization-mode dispersion measurements in high-birefringence fibers by means of stimulated raman scattering. *Appl. Opt.*, 41(13) :2589–2591, 2002.
- [38] M. Oskar van Deventer and Andre J Boot. Polarization properties of stimulated brillouin scattering in single-mode fibers. *JLT*, 12, 1994.
- [39] K.S Abedin. Observation of strong stimulated brillouin scattering in single-mode as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Opt.Express*, 13, 2005.
- [40] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. M. van Driel, and G. I. Stegeman. Normal acoustic modes and brillouin scattering in single-mode optical fibers. *Phys. Rev. B*, 19(10) :4986–4998, May 1979.
- [41] R.W Boyd. Noise initiation of brillouin scattering. *PRA*, 42, 1990.

- [42] M. Gonzelez Herreez, L. Thevenaz, and P. Robert. Distributed measurement of chromatic dispersion by four-wave mixing and brillouin optical-time-domain analysis. *Opt.Lett*, 28 :2210–2212, 2003.
- [43] S. Le Floch. *Etude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes standard. Application aux capteurs de température et de pression*. PhD thesis, Universtié de Bretagne Occidentale, 2001.
- [44] S Le Floch and P Cambon. Study of brillouin gain spectrum in standard single-mode optical fiber at low temperatures (1.4 ?370 k) and high hydrostatic pressures (1 ?250 bars). *Opt.Com*, 219 :395 ?–410, 2003.
- [45] E. J McElhenny, , R. Pattnaik, and J. Toulouse. Polarization dependence of stimulated brillouin scattering in small-core photonic crystal fibers. *Opt.Soc.Am.B*, 25 :2107–2115, 2008.
- [46] M. Nikles, . Thevenaz, and P. A Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *JLT*, 15, 1997.
- [47] N. Shibata. Brillouin-gain spectra for single-mode fibers having pure-silica, geo2-doped, and p2 05-doped cores. *Opt.Lett*, 12, 1987.
- [48] A. Villafranca, J. Lázaro, I. Salinas, and I. Garcés. Stimulated brillouin scattering gain profile characterization by interaction between two narrow-linewidth optical sources. *Opt. Express*, 13(19) :7336–7341, 2005.
- [49] PC. Wait and T.P. Newson. Measurement of brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine brillouin linewidth. *Opt.Com*, 117 :142–146, 1995.
- [50] Aydin Yeniay, Jean-Marc Delavaux, and Jean Toulouse. Spontaneous and stimulated brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *JLT*, 20, 2002.
- [51] C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, F. Smektala, G. Millot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, L. Brilland, and N. Traynor. Experimental investigation of brillouin and raman scattering in a 2sg sulfide glass microstructured chalcogenide fiber. *Opt.Express*, 16, Issue 13 :9398–9404, 2008.
- [52] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Elec.Let*, 16 :630–631., 1980.
- [53] P. Gallion and G. Debarge. Quantum phase noise and field correlation in single frequency semiconductor laser systems. *JQE*, 20 :343–349, 1984.
- [54] H. Ludvigsen, M. Tossavainen, and M. Kaivola. Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay. *Opt.Com*, 155 :180–186, 1998.
- [55] J.P. TOURENC. *Caractérisation et Modélisation du Bruit dAmplitude Optique, du Bruit de Fréquence et de la Largeur de Raie de VCSELS monomodes émettant autour de 850nm*. PhD thesis, université de montpellier II, 2005.
- [56] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics, Third Edition*. 2008.
- [57] O. P. Kulkarni, C. Xia, D.J. Lee, M. Kumar, A. Kuditcher, M.N. Islam, Fred L.T, M.J. Freeman, B.G. Aitken, S.C. Currie, J. E. McCarthy, M. L. Powley, and D.A. Nolan. Third order cascaded

- raman wavelength shifting in chalcogenide fibers and determination of raman gain coefficient. *Opt. Express*, 14(17) :7924–7930, 2006.
- [58] S.D. Jacksona and G. Anzueto-Sánchezb. Chalcogenide glass raman fiber laser. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :221106, 2006.
- [59] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. 20-ghz-to-1-thz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers. *JQE*, 42, 2006.
- [60] 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. *Opt. Express*, 18(5) :4547–4556, 2010.

# Régénérateurs et fonctions optiques

---

## Sommaire

---

<b>4.1 Régénérateur Mamyshev</b> . . . . .	<b>142</b>
4.1.1 Principe de base d'un régénérateur de Mamyshev . . . . .	143
4.1.2 Présentation des différents paramètres du régénérateur . . . . .	144
4.1.3 Exploration du potentiel des fibres chalcogénures microstructurées pour la régénération 2R. . . . .	148
<b>4.2 Étude d'un dispositif à base d'absorbants saturables (AS) pour la régénération 2R.</b> . . . . .	<b>152</b>
4.2.1 Conception des dispositifs AS-0 et AS-1 . . . . .	153
4.2.2 Caractérisation AS-0 . . . . .	154
4.2.3 Caractérisation du dispositif AS-1 . . . . .	156
4.2.3.1 Caractérisation pour une largeur d'impulsion de 7 ps : . . . . .	156
4.2.3.2 Caractérisation pour une largeur d'impulsion de 5 ps : . . . . .	159
4.2.4 Association des dispositifs AS-0 et AS-1. . . . .	161
<b>4.3 Développement d'un module de compensation de dispersion chromatique</b> . . . . .	<b>165</b>
4.3.1 Mesure de l'allongement maximal : méthode de mesure par temps de vol. . . . .	167
4.3.2 Caractérisations d'un train d'impulsions cadencé à 640 GHz en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion : fonction d'auto-corrélation, largeur à mi-hauteur et dispersion chromatique. . . . .	168
4.3.3 Caractérisation du potentiel d'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion. . . . .	169
4.3.4 Caractérisation des pertes linéaires et de la biréfringence induites par l'allongement de la fibre DCF. . . . .	170
4.3.5 Conclusion . . . . .	172
<b>4.4 Conclusion</b> . . . . .	<b>173</b>

---

Dans les systèmes de télécommunications par fibre optique, l'étude des phénomènes physiques combinés aux progrès technologiques donne de réels espoirs d'augmenter de façon considérable les débits de transmissions. Ce chapitre aborde des solutions technologiques, des méthodes pouvant prétendre à l'amélioration du signal à très haut débit. De par une perpétuelle demande de l'augmentation des débits de communication de la part des particuliers associée à une logique économique favorisant des solutions technologiques peu coûteuses, l'étude de la régénération du signal est une composante importante dans les systèmes de Télécommunication actuels. Dans ce chapitre, trois méthodes différentes favorisant la conservation du signal optique vont être présentées. La première méthode est une technique de régénération consistant à ré-amplifier le signal et à le remettre en forme [1]. Comme cela a été présenté dans le chapitre précédent, les fibres optiques microstructurées ont pris une place importante lors de mes travaux de doctorat. C'est ainsi qu'une méthode de régénération à base d'une fibre chalcogénure à cœur suspendu a été envisagée. Cette technique n'est pas encore aboutie, mais a un bel avenir. La seconde méthode étudiée est à base de deux absorbants saturables, conçus et fabriqués par le Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures. Ces deux dispositifs vont être caractérisés séparément puis associés pour établir une configuration en double étages. Enfin la dernière méthode présentée dans ce chapitre est un module de compensation de dispersion chromatique accordable sur une large gamme de longueurs d'ondes.

La régénération dite 2R consiste à ré-amplifier le signal et à le remettre en forme. Cette régénération doit permettre de compenser la déformation du signal due à l'accumulation du bruit des amplificateurs optiques, et également à divers processus internes au système tels que l'auto-modulation de phase (SPM), la dispersion chromatique ou encore la biréfringence modale. Cela s'effectue par le transport des données sur une porteuse de bonne qualité (non bruitée), ou encore par une amélioration du taux d'extinction du signal (pouvant modifier le taux d'erreur du signal (BER)).

## 4.1 Régénérateur Mamyshev

La régénération de signal dite 'tout-optique' va s'avérer utile pour les réseaux à grands débits à venir, dans le but que les signaux aient un meilleur taux d'extinction (ER) du signal et une meilleure redistribution du bruit dans le but de conserver un rapport signal sur bruit (SNR) de bonne qualité [2].

Ces modifications peuvent être réalisées avec des dispositifs ayant une fonction de transfert non-linéaire (puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée) variant suivant la forme des impulsions du signal étudié. Cette réponse, non-linéaire de type 'forme de Heavisde' permet d'augmenter la discrimination entre les symboles "zéros" et les symboles "uns" [2]. La régénération tout-optique basée sur l'auto-modulation de phase (SPM) suivie d'un filtrage spectral proposée par Mamyshev en 1998 [1] présente de nombreux avantages et semble être une technique prometteuse pour la prochaine génération de réseau tout optique. Ainsi Mamyshev a démontré par cette méthode [1], la capacité de régénérer un signal cadencé à 10 Gbit/s dans une fibre optique DSF de 8 km de long.

Plusieurs arrangements de ce type de régénérateur ont donné lieu à de nombreuses études numériques [1, 3–9].

Cette méthode a déjà été employée pour différentes catégories de fibres optiques telles que des fibres hautement non-linéaires [10], en bismuth [11], microstructurées en silice [12, 13] ou bien encore en chalcogénures [13, 14].

Matsumoto en 2006 [8] proposa un régénérateur en configuration bi-directionnelle au sein d'une seule fibre optique dans le but d'éviter une configuration de régénérateurs en double étage. Ainsi le signal est transmis à deux reprises le long de la fibre hautement non-linéaire dans des directions opposées. Les résultats expérimentaux réalisés à un taux de répétition de 10Gb/s [8] démontrent une nette amélioration du taux d'extinction du signal de sortie.

En 2008 Provost et ses collaborateurs [15] réalisèrent une architecture bi-directionnelle pour le traitement simultané de deux canaux optiques à 10 Gb/s dans une seule fibre fortement non-linéaire basée sur un régénérateur de type Mamyshev [1].

En 2007 Wei, *et al.* [16] présentèrent une étude numérique concernant l'action d'un régénérateur de type Mamyshev sur un train d'impulsions de largeur à mi-hauteur 6 ps, cadencées à 40 GHz dans une fibre microstructurée silice ayant pour caractéristiques une dispersion  $D = -2\text{ps/km.nm}$ , un coefficient non-linéaire  $\gamma = 4,36 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et une longueur de fibre de 5,09 km. Wei et ses collaborateurs démontrèrent une nette amélioration du signal en sortie du régénérateur [16].

Également en 2007, Provost *et al.* [17] proposèrent une méthode permettant l'optimisation d'un régénérateur de type Mamyshev pour un signal cadencé à un taux de répétition de 160 Gb/s. Cette technique propose des règles simples de conceptions dans le but d'optimiser le régénérateur optique 2R basé sur l'auto-modulation de phase en régime de dispersion normal associé à un filtrage spectral décalé. Provost *et al.* créèrent un abaque décrivant les conditions de fonctionnement d'un tel régénérateur pour un rejet optimum du bruit sur les symboles. Les paramètres physiques du régénérateur sont reportés sur cet abaque [17]. Ainsi Provost et ses collaborateurs démontrèrent une application concrète de cet abaque pour la conception d'un régénérateur permettant la régénération d'un signal cadencé à 160 Gb/s.

Le principe de cette méthode, étudiée par un grand nombre d'équipes de recherches dans le monde, va être détaillée dans la section suivante de façon succincte.

#### 4.1.1 Principe de base d'un régénérateur de Mamyshev

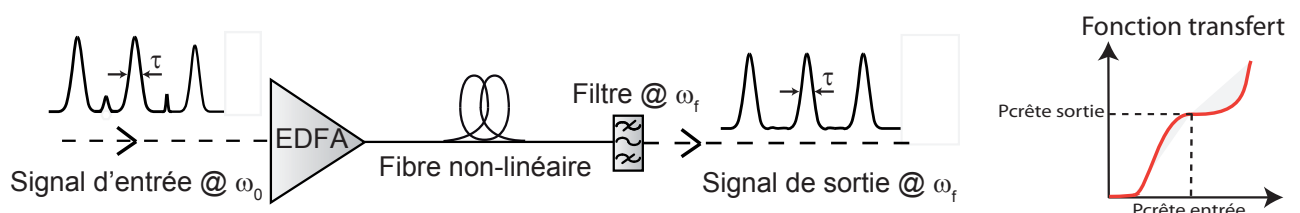


FIGURE 4.1 – Schéma de principe d'un régénérateur de Mamyshev.

Nous présentons dans cette section le principe d'un régénérateur de Mamyshev simple étage visible sur la figure 4.1. Celui-ci est composé d'une fibre optique présentant un coefficient non-



linéaire suffisamment élevé en fonction l'application souhaitée, associé à un filtre optique décalé.

L'utilisation d'une fibre optique hautement non-linéaire de dispersion chromatique judicieusement choisie combinée à l'effet Kerr optique, permet d'exploiter le phénomène d'auto-modulation de phase pour générer un élargissement du spectre initial proportionnel à l'intensité injectée.

La largeur spectrale du filtre utilisé va directement déterminer la largeur des impulsions en sortie du régénérateur, d'où l'intérêt d'un choix judicieux du filtre à utiliser. Le filtre est spectralement décalé par rapport à la longueur d'onde du signal, ainsi seules les composantes spectrales dotées d'une intensité lumineuse suffisante pourront être transmises par celui-ci.

La fonction de transfert d'un tel régénérateur est représentée sur la figure 4.1, courbe de droite. Cette fonction présente des zones dites 'plateaux', pouvant-être assimilées à une fonction porte où une réduction significative du bruit sur les symboles 'uns' et 'zéros' est appliquée.

Le taux d'extinction du signal régénéré en sortie du dispositif subit une nette amélioration grâce à la position du filtre qui assure une discrimination entre le niveau de symboles 'zéros' et 'uns' par le biais de la dépendance entre l'élargissement spectral et la puissance crête des impulsions initiales. Plus précisément, cela permet la suppression du bruit dans les symboles 'zéros' et la suppression des fluctuations d'amplitudes des symboles 'uns'.

Cette méthode proposée par Mamyshev [1] implique une conversion de la longueur d'onde du signal initial pouvant être un inconvénient lorsque l'on souhaite que la fonction de régénération soit transparente à la longueur d'onde du signal. Dans le but de s'affranchir de cette conversion de longueur d'onde, il est possible de mettre en cascade deux régénérateurs de Mamyshev identiques ayant un décalage fréquentiel opposé [5].

En 2002, Raybon *et al.* [9] associent une modulation synchrone dans le but de diminuer la gigue temporelle du signal cadencé à 40 Gbit/s (largeur à mi-hauteur des impulsions de 7 ps), à une configuration régénérateur double-étage pour l'obtention d'une régénération complète qualifiée de régénération 3R.

Depuis la présentation de cette idée innovante de Mamyshev pour régénérer les signaux, de nombreux groupes internationaux tentent d'optimiser les paramètres du régénérateur de Mamyshev [1] ainsi que sa conception au moyen de fibres fortement non-linéaires [5, 11, 17, 18].

#### 4.1.2 Présentation des différents paramètres du régénérateur

Le signal à régénérer a une largeur spectrale notée  $\Delta\omega_0$ . Cette valeur est proche de la valeur  $1/\tau$  avec  $\tau$  la largeur à mi-hauteur des impulsions de départ. Suite à effet d'auto-modulation de phase au sein de la fibre hautement non-linéaire utilisée dans le régénérateur, la largeur spectrale des impulsions après passage dans le régénérateur est donnée par :

$$\Delta\omega_{SPM} = \Delta\omega_0 \frac{2\pi}{\lambda} n_2 P_1^{in} L \quad (4.1)$$

$P_1^{in}$  la puissance crête des impulsions de départ,  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire,  $\lambda$  la longueur d'onde de travail,  $L$  la longueur de la fibre optique. Après passage dans le filtre centré autour de la fréquence  $\omega_f$ , le signal se voit décalé spectralement par rapport à sa fréquence initiale  $\omega_0$ . Il en résulte que la fréquence  $\omega_f$  se définit par l'équation suivante :

$$\omega_f = \omega_0 + \Delta\omega_{shift} \quad (4.2)$$

Lorsque l'élargissement spectral du signal donné par l'équation 4.1 est insuffisant cela donne :

$$\frac{\omega_{SPM}}{2} < \Delta\omega_{shift} \quad (4.3)$$

le signal est rejeté par le filtre lorsque l'intensité du signal  $P_1^{in}$  est trop faible, par exemple lorsque le bruit est majoritairement dans les symboles 'zéros'. Inversement lorsque la puissance est suffisante :

$$\frac{\omega_{SPM}}{2} \geq \Delta\omega_{shift} \quad (4.4)$$

La largeur spectrale du signal en sortie du dispositif est alors donnée par la largeur spectrale du filtre utilisé, soit  $\Delta\omega_f$ .

À noter : Lorsque la largeur spectrale du filtre  $\Delta\omega_f$  est modifiée, la largeur de l'impulsion de sortie l'est également. Par exemple, en se plaçant dans le cas où  $\Delta\omega_f \approx \Delta\omega_0$  la largeur de l'impulsion après le régénérateur est identique à la largeur de l'impulsion de départ. L'intensité du signal de sortie après le filtrage spectral est proportionnelle à la densité spectrale du spectre de SPM élargi en sortie de la fibre optique non-linéaire. L'intensité de sortie s'écrit de la façon suivante  $P_1^{out}$

$$P_1^{out} \equiv \frac{dP}{d\omega} \quad (4.5)$$

D'après l'équation 4.1

$$P_1^{out} \approx \frac{P_1^{in}}{\Delta\omega_{SPM}} = \frac{\lambda}{\Delta\omega_0 2\pi n_2 L} \quad (4.6)$$

$P_1^{out}$  l'intensité du signal de sortie est indépendante de l'intensité du signal de départ  $P_1^{in}$ . Dans le cas où  $P_1^{in}$  est suffisamment élevée, le régénérateur est dans le cas de l'équation 4.4.

En combinant ces équations, il est possible d'établir la fonction de transfert de ce régénérateur correspondant à l'évolution de l'intensité du signal en sortie du régénérateur en fonction de l'évolution de l'intensité du signal en entrée. Un système de deux équations est déterminé :

$$S = \begin{cases} P_1^{out} = 0 & \text{si } P_1^{in} < P_{CR}(1) \\ P_1^{out} = cte & \text{si } P_1^{in} > P_{CR}(2) \end{cases} \quad (4.7)$$

où  $P_{CR}$  représente l'intensité critique du signal déterminée à partir de la condition suivante :

$$\frac{\Delta\omega_{shift}(P_{CR})}{2} = \Delta\omega_{shift} \quad (4.8)$$

donnant le résultat suivant :

$$P_{CR} = \frac{2\Delta\omega_{shift}}{\Delta\omega_0 \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L} \quad (4.9)$$

La fonction de transfert issue du système d'équations 4.7, est une fonction de transfert idéale pour un régénérateur où le bruit dans les symboles 'zéros' est diminué par la condition 1 de ce système et les fluctuations d'amplitude dans les symboles 'uns' supprimées par la condition 2 de ce même système d'équations. Cette fonction de forme 'tout' ou 'rien' est impossible à obtenir pour un système expérimental.

Dans le but de s'approcher au plus près de cette fonction, nous nous sommes intéressés au potentiel auquel les fibres chalcogénures pouvaient prétendre dans le but de faire de la régénération 2R.

Comme cela a été dit en introduction de ce chapitre, Provost *et al.* [17] en 2007 proposèrent une méthode permettant l'optimisation de conception d'un régénérateur de Mamyshev.

La première partie de cet article présente trois types d'évolutions possibles de la fonction de transfert du régénérateur de Mamyshev. Ces trois allures, représentant l'évolution de la puissance crête en sortie du dispositif notée  $P_1^{out}$ , en fonction de la puissance crête incidente notée  $P_1^{in}$  sont visibles sur la figure 4.2. À noter que ces fonctions sont obtenues pour la propagation d'impulsions de forme gaussienne.

En fonction du choix des différents paramètres du régénérateur présentés dans cette section 4.1.2, Provost et ses collaborateurs déterminèrent les trois évolutions possibles représentées sur la figure 4.2.a.

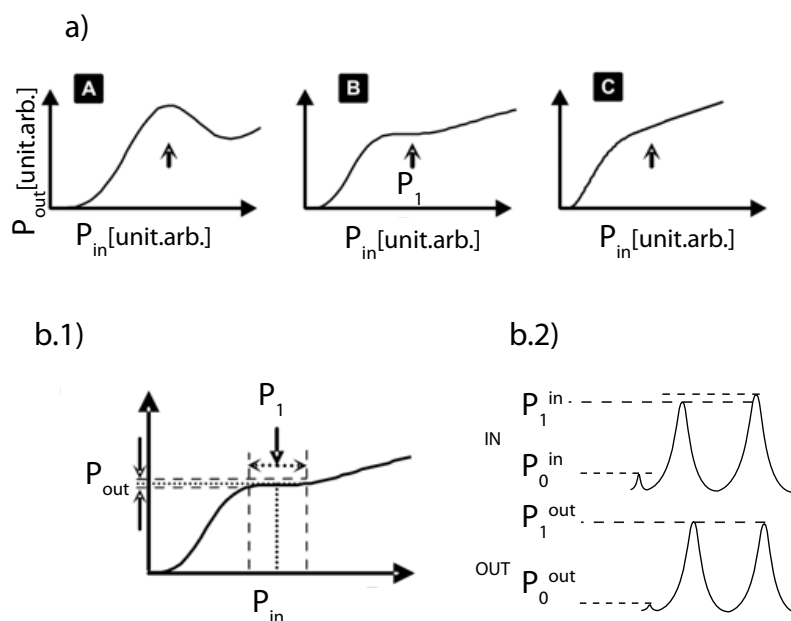


FIGURE 4.2 – a) Allures de la fonction de transfert d'un régénérateur de type 2R.  $P_1^{in}$  la puissance crête initiale à l'entrée du régénérateur. Les flèches montrent les points de fonctionnement optimaux, b.1) A : fonction non-monotone, B : fonction présentant un plateau, C : fonction monotone. b.2) Présentation des niveaux considérés . [17]

La première notée *A* représente une fonction de transfert de type non monotone, la seconde

notée  $B$  est une fonction de transfert composée d'un plateau puis la troisième notée  $C$  présente une évolution monotone.

La fonction de transfert de type  $B$  permet une réduction de la gigue d'amplitude des symboles 'uns' et une suppression du bruit dans les symboles 'zéros'. Cette évolution requièrent les atouts essentiels pour une régénération 2R.

Provost *et al.* [17] réussirent à prédire les performances d'un régénérateur d'après ses caractéristiques physiques ( puissance crête initiale, caractéristiques de la fibre optique utilisée, largeur spectrale du filtre, décalage fréquentiel du filtre...) en s'appuyant sur des résultats de simulations numériques basées sur l'équation non-linéaire de Schrödinger (NLSE) [19]. Ainsi Provost et ses collaborateurs ont mis en place des relations permettant l'optimisation de la conception d'un régénérateur pour des impulsions de forme gaussienne.

$$\frac{L}{L_D} = \sqrt{\frac{0,382}{N_1^{in}}} \quad (4.10)$$

avec  $L_D$  la longueur de dispersion et  $L$  la longueur de la fibre optique du régénérateur [19].

$$\frac{\Delta\omega_{shift}}{F_0} = 0,71N_1^{in} - 2,13 \quad (4.11)$$

avec  $\Delta\omega_{shift}$  le décalage spectral du filtre et  $F_0$  la demie largeur spectrale du filtre à  $1/e$  du maximum de l'intensité .

$$F_0 = \frac{1}{2\pi T_0} \quad (4.12)$$

$T_0$  représente la demie largeur à mi-hauteur à  $1/e$  de l'intensité maximale des impulsions de départ.

Grâce aux règles de conception décrites précédemment, il est possible de déterminer les paramètres menant à une fonction de transfert de type B. Un exemple de fonction de transfert pour un train d'impulsions gaussiennes cadencé à 40 GHz se propageant dans une fibre à dispersion décalée est établie numériquement. Celle-ci est visible sur la figure 4.3 [20].

Les paramètres de simulations utilisés sont  $L=5$  km,  $T_0=8$  ps,  $D=0,61$  ps/km/nm,  $\gamma=2,6$   $W^{-1}km^{-1}$ ,  $F_0=1,3$  nm et  $\Delta\omega_{shift}=51$  GHz. Le fonction de transfert obtenue via ces paramètres, figure 4.3, présente deux zones plateaux (parties grises sur la figure). La réponse de cette fonction de transfert est de forme type 'Heaviside' attendue pour de la régénération.

Lors de ma thèse, dans le cadre du projet ANR FUTUR, un consortium sur les fibres chalcogénures microstructurées avec le laboratoire des Fonctions Optiques pour les Technologies de l'information (FOTON) de l'université de Renne I a été créée. Ce partenariat a donné lieu à une étude du potentiel de ces fibres pour la régénération 2R via un régénérateur de Mamyshev de fonction de transfert de type B.

Mon travail a consisté en l'étude d'une fonction de transfert en puissance d'une fibre chalcogénure  $As_2S_3$  à cœur suspendu dans le but de connaître ses capacités à régénérer.

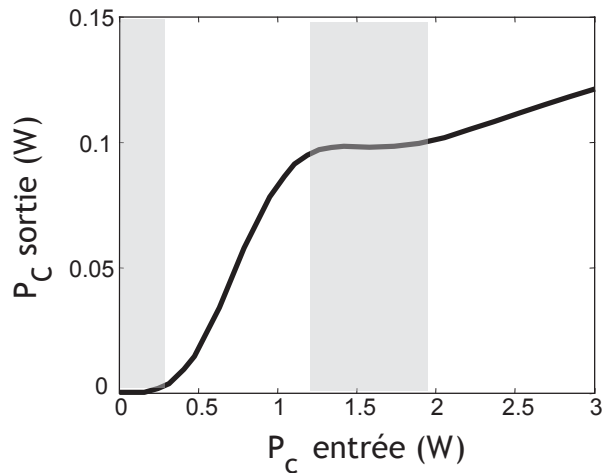


FIGURE 4.3 – Fonction transfert numérique d'un régénérateur de Mamyshev pour une train d'impulsions gaussienne cadencé à 40 GHz [20]. Parties grises : zones plateaux

Une étude théorique complémentaire et parallèle a été menée par Thanh Nam Nguyen du laboratoire FOTON, dans le but de mettre en place un abaque pour la conception d'un régénérateur de Mamyshev (type B) à base des fibres conçues et utilisées dans le consortium, à un débit de 40 Gbit/s.

#### 4.1.3 Exploration du potentiel des fibres chalcogénures microstructurées pour la régénération 2R.

Un abaque permettant d'envisager les différents paramètres requis pour la conception d'un régénérateur 2R à base de fibres optiques hautement non-linéaires (DSF, HNLF et FMC : fibre microstructurée) conçues dans le cadre du consortium du projet ANR FUTUR a été établi par Thanh Nam Nguyen du laboratoire FOTON. Il est à noter que cet abaque est basé sur les équations 4.10 et 4.11 et ne tient pas compte des pertes optiques des fibres considérées.

La longueur  $L$  de la fibre et sa dispersion  $D$  sont tracées en fonction de son coefficient non-linéaire  $\gamma$ . Cet abaque a l'avantage d'être conçu sur une très large gamme de valeurs de  $\gamma$ , donnant lieu à toutes les combinaisons possibles en fonction des fibres optiques choisies. Sur cet abaque, deux zones de puissances requises sont bien distinctes ( zone blanche et grise)

Cet abaque met en évidence que pour l'obtention d'un régénérateur de Mamyshev, un compromis devra être fait entre la longueur de la fibre et ses caractéristiques intrinsèques. Cependant, pour des fibres dites de nouvelles générations (fibres chalcogénures microstructurées), un problème majeur subsiste dans leur utilisation en tant que régénérateur, et ce à cause de leurs pertes optiques limitant la puissance requise pour cette régénération. Malgré cela, cet abaque montre qu'en utilisant ce type de fibre optique pour de la régénération 2R, un système compact pourrait être obtenu.

Comme cela a été présenté en introduction de cette section, lors de mes travaux de doctorat, je me suis intéressée à l'étude expérimentale de l'évolution de la fonction de transfert d'un montage régénérateur de Mamyshev. Une fibre chalcogénure  $As_2S_3$  à cœur suspendu a été utilisée dans le

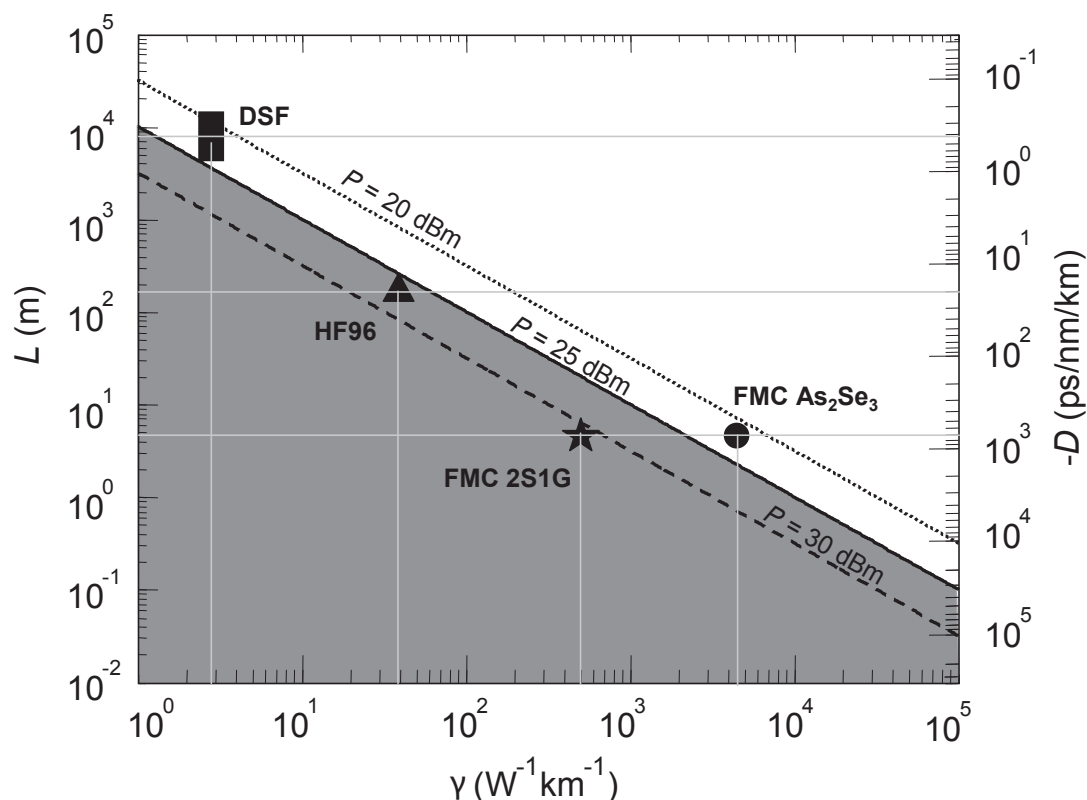


FIGURE 4.4 – Abaque pour la conception d’un régénérateur de Mamyshev à un débit de 40 Gbit/s [20]. DSF : fibre à dispersion décalée, HF : fibre hautement non-linéaire, FMC 2S1G : fibre microstructurée chalcogénure à base de germanium et FMC As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> : fibre microstructurée chalcogénure à base d’arsenic

souhait de valider ou non une possible application Télécom pour l’amélioration du signal.

Le montage expérimental pour cette étude est illustré sur la figure 4.5. La fonction de transfert en puissance se détermine par le biais de la fibre chalcogénure As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> de 2,5 m de long et d’un réseau de Bragg gravé sur une fibre standard, utilisé comme filtrage spectral (filtre passe bande) [14, 17].

A l’aide des équations et de l’abaque présentés dans la section 4.1.3, les paramètres d’optimisation du régénérateur de Mamyshev ont été calculés. La longueur optimale de la fibre est de 9,9 m de dispersion  $D = -280$  ps/km/nm,  $\gamma = 2,15$  W<sup>-1</sup>m<sup>-1</sup>. La puissance crête requise pour l’obtenir une fonction de transfert de type B est de 1,6 W, pour des impulsions de  $T_0 = 8$  ps. Le décalage du filtre est de  $\Delta\omega_{shift} = 374$  GHz et possède une largeur spectrale de  $F_0 = 80$  GHz. Suite aux calculs de ces paramètres, nous nous sommes rendu compte que nous ne pourrions pas établir le régénérateur dans les mêmes conditions du fait que les longueurs de fibres disponibles ne correspondaient pas à la longueur optimale calculée. De plus les pertes importantes des fibres chalcogénures utilisées (1,1 dB/m) impliquent des longueurs effectives faibles. Par exemple, pour 10 m de fibre la longueur effective n’est que de 3,6 m, tandis que pour 2,5 m de fibre celle-ci est de 1,85 m. Le montage présenté n’est donc pas optimisé mais permet une étude préliminaire de la capacité de ces fibres à améliorer un signal.

Un laser fibré à verrouillage de modes génère des impulsions de 8 picosecondes centrées autour

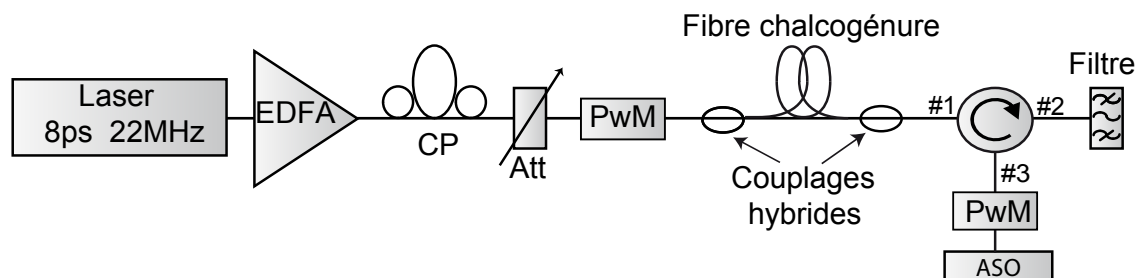


FIGURE 4.5 – Montage expérimental pour l'étude d'une fonction transfert dans une fibre chalcogénure  $As_2S_3$  à cœur suspendu.

de 1545,7 nm et cadencées à 20 MHz. Celles-ci sont amplifiées à une puissance moyenne de 17 dBm à l'aide d'un amplificateur à fibres dopées erbium (EDFA). Le spectre de la source amplifiée est visible figure 4.6.a, l'énergie contenue dans le signal est proche de 70%. Dans le but de maximiser l'effet d'auto-modulation de phase au sein de la fibre chalcogénure, un contrôleur de polarisation est inséré dans le montage (PC), suivi d'un puissance mètre (PwM) assurant le rôle d'atténuateur variable de la puissance injectée. Comme pour les montages présentés dans le chapitre III section 3.3, les pertes de couplages entre la fibre standard et la fibre chalcogénure ont été réduites (3 dB) grâce à l'utilisation d'une soudeuse associée à une fibre optique micro-lentillée 4.10 ( $\varnothing$  2,5  $\mu m$ ) combinant un alignement précis et une bonne injection du signal.

Le signal de sortie est injecté dans le port 1 du circulateur, en sortie du port 2 est placé un filtre de Bragg de forme gaussienne de largeur à mi-hauteur (FWHM) 80 GHz (soit 0,64 nm) décalé de 3 nanomètres par rapport à la longueur d'onde centrale du signal d'entrée. La réponse spectrale du filtre est visible sur la figure 4.6.b.

La largeur temporelle des impulsions en sortie du régénérateur est directement déterminée par la largeur du filtre de sortie. La puissance de sortie est mesurée au niveau du port 3 du circulateur

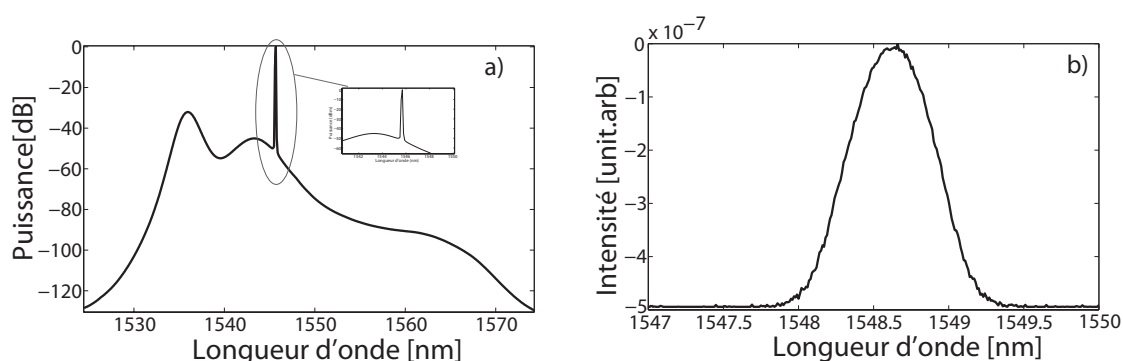


FIGURE 4.6 – a) Spectre de la source injectée 4.5, b) Réponse spectrale du filtre gaussien fibré utilisé 4.5.

par un puissance mètre noté PwM sur le montage expérimental associé à un analyseur de spectre optique (ASO). La figure 4.7 présente la fonction transfert obtenue via le montage 4.5. Les résultats expérimentaux sont représentés par les croix et la ligne noire, alors que les résultats des simulations numériques sont représentés au moyen d'une ligne grise. Les simulations numériques sont basées

sur l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (équation 2.5) incluant les pertes de fibre et la dispersion chromatique de troisième ordre [19].

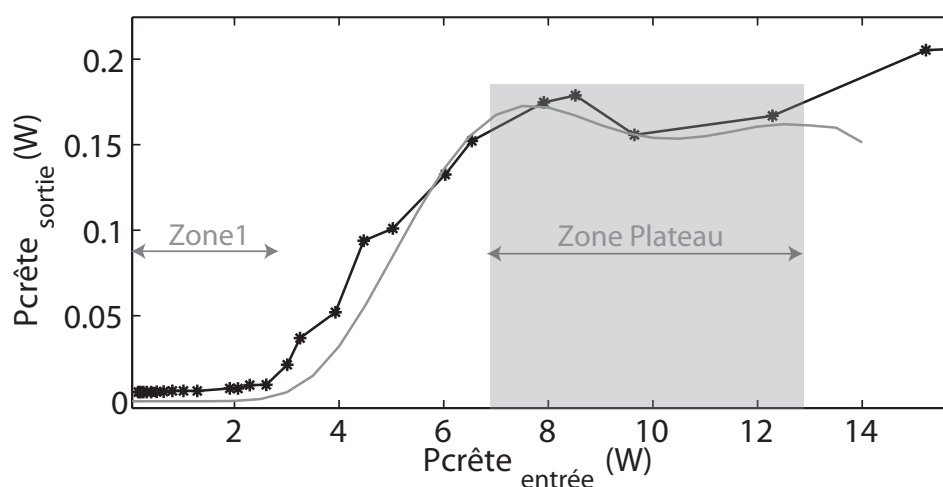


FIGURE 4.7 – Fonction de transfert : Évolution de la puissance crête de sortie en fonction de puissance crête d'entrée. *En noir* : points expérimentaux, *en gris* : simulation numérique.

La figure 4.7 présente une excellente concordance entre les résultats expérimentaux et numériques. La forme de cette fonction de transfert est typique des fonctions de transfert de Mamyshev avec ici un plateau situé entre 7 W et 13 W crête, cette zone est grisée sur la figure 4.7. La zone 1 représentée sur cette figure, est une zone non-linéaire qui élimine l'énergie contenue dans les bits 'zéros', tandis que la zone plateau permet de mettre à niveau toutes les impulsions en supprimant les fluctuations des puissances crêtes [6, 17].

Dans le cas de cette étude expérimentale, le point optimal dans le but d'améliorer le signal lors de sa propagation se trouve autour de 10 W crête. Il ne faut pas oublier la motivation première de cette investigation, ce type de fibre peut elle s'intégrer dans un régénérateur de Mamyshev ? Quelle doit être la puissance moyenne à injecter pour obtenir la zone plateau et ainsi régénérer un signal à haute cadence (débits binaires).

Après calcul à l'aide de l'équation 4.13, pour un signal PRBS cadencé à 40 Gb/s, la puissance moyenne requise pour cette étude à haut débit doit être aux environs de 1,4 W.

$$P_{moy} = \frac{P_c T_0 \text{Debit}_{PRBS} \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln(2)}} \quad (4.13)$$

La valeur de la puissance moyenne requise pour obtenir une fonction de transfert de type B à un taux de répétition de 40 Gbit/s avec la configuration expérimentale décrite par le montage 4.5 est trop élevée. Il n'est donc pas envisageable de faire des expériences en Télécom avec cette fibre, ainsi que des applications à très haut débit. Effectivement la puissance moyenne que peut supporter une fibre microstructurée chalcogénure à l'heure actuelle est de 50 mW maximum.

Comme cela a été présenté au lecteur dans le chapitre III de ce manuscrit, les fibres chalcogénures présentent de réels atouts grâce à leur indice non-linéaire élevé. Un grand nombre d'applications serait possibles si des améliorations de conceptions leurs seraient apportées, via une



diminutions des pertes optiques dues à des impuretés, aux diffusions, à des défauts de géométries de la structures, etc... De nombreux groupes de recherches dans le monde vont dans ce sens dans le but, d'ici quelques années, de créer des applications Télécom avec ces fibres optiques.

Dans cette prochaine section, une autre technique permettant de régénérer les signaux à très haut débit est décrite. Elle est basée sur des dispositifs absorbants saturables pouvant à la fois régénérer les symboles "zéros" (SA-0) et les symboles "uns" (SA-1) si l'on considère une séquence binaire.

## 4.2 Étude d'un dispositif à base d'absorbants saturables (AS) pour la régénération 2R.

Parmi les investigations faites dans le but de régénérer un signal l'utilisation d'absorbant saturable (AS) en micro-cavité est particulièrement intéressante par sa simplicité et son mode de fonctionnement passif (ni de refroidissement Peltier, ni de tension de polarisation).

De récentes expériences ont montré que l'utilisation de puits quantiques placés au sein des absorbants saturables (AS) avait l'avantage de posséder des temps de recombinaisons de porteurs ultra-rapides [21, 22]. Les AS se présentent comme d'excellents candidats pour la régénération 2R à haut débit [23, 24]. Ils ont déjà montré leur efficacité lors de l'étude de Mangeney *et al.* en 2001 [22] concernant une nouvelle gamme d'absorbant saturable à base de puits quantiques. Les résultats de ces travaux ont présenté des temps de relaxation de la saturation d'absorption de 2 ps, ce qui signifie que pour tout train d'impulsions cadencé à 10 GHz ou moins ( $\text{FWHM} \geq 20$  ps), celui-ci ne subira pas l'influence de cette relaxation.

La plupart des travaux réalisés pour la régénération de signal à base d'absorbant saturable ont été effectués dans le but d'améliorer le taux d'extinction sans diminuer le bruit contenu dans les symboles "uns" comme cela vient d'être présenté dans la section précédente 4.1. Afin d'effectuer une régénération complète, les ASs ont été utilisés en les combinant avec d'autres dispositifs pouvant fournir une stabilisation des bits "uns" [25].

Les ASs associés à une fibre ou encore les semi-conducteurs couplés à un absorbant saturable (SOA-AS) présentent de vrais problèmes tels qu'une dépendance à la polarisation, la nécessité d'avoir de fortes puissances d'entrées [26] ou encore un temps de réponse trop faible [25].

Les récentes recherches concernant les dispositifs passifs tout-optiques en micro-cavité à base d'absorbants saturables ont démontré la capacité à stabiliser le niveau des bits 'un' en amplitude impliquant une réduction du bruit. [27, 28]. L'avantage incontestable de cette approche est la possibilité de concevoir un régénérateur tout-optique 2R en s'appuyant sur une technologie maîtrisée. Les micro-cavités à base d'AS offrent un grand nombre d'avantages tels que, l'indépendance à la polarisation, de faibles pertes d'insertions (de l'ordre du 4-5dB), un très bon contraste (5 à 7 dB), un temps de réponse et une compatibilité avec des systèmes de démultiplexages en longueurs d'ondes [29].

L'étude présentée dans cette section a été réalisée en collaboration avec H.T Nguyen et J.L Ou-

dar. Les absorbants saturables utilisés ont été conçus et fabriqués par le Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures. Ces AS sont à base de AlGaAs/InGaAs, possédant des puits quantiques (environ 7) à base d'InP comme cela est décrit sur la figure 4.8. Ces puits quantiques permettent une excellente caractéristique de saturation. La première étape de cette étude repose sur la caractérisation du dispositif AS-0 [28, 30].

Dans une première partie, une présentation succincte des dispositifs étudiés est proposée.

### 4.2.1 Conception des dispositifs AS-0 et AS-1

La figure 4.8.a présente le schéma explicatif des différentes parties qui composent les absorbants saturables AS-0 et AS-1 utilisés dans cette étude. Ces deux échantillons possèdent un miroir métallique en face arrière et un miroir diélectrique comme miroir avant. La raison pour laquelle le choix s'est porté sur ce type de structure est l'amélioration de l'effet d'évacuation de chaleur au sein des puits quantiques (couche active du composant) car le métal possède une excellente conductivité thermique.

La non-linéarité des dispositifs absorbants saturables est réalisée par la modulation de la densité de porteur dans la couche active. Afin d'obtenir de bonnes caractéristiques de saturation, de multiples puits quantiques à base d'InP (QWs) ayant une absorption excitonique forte dans les longueurs d'ondes de la fenêtre Télécom (1530 nm-1580 nm) ont été employés en tant que couche active. Par définition, une absorption excitonique se produit suite à une transition entre la bande de valence et les états liés à la bande de conduction [31].

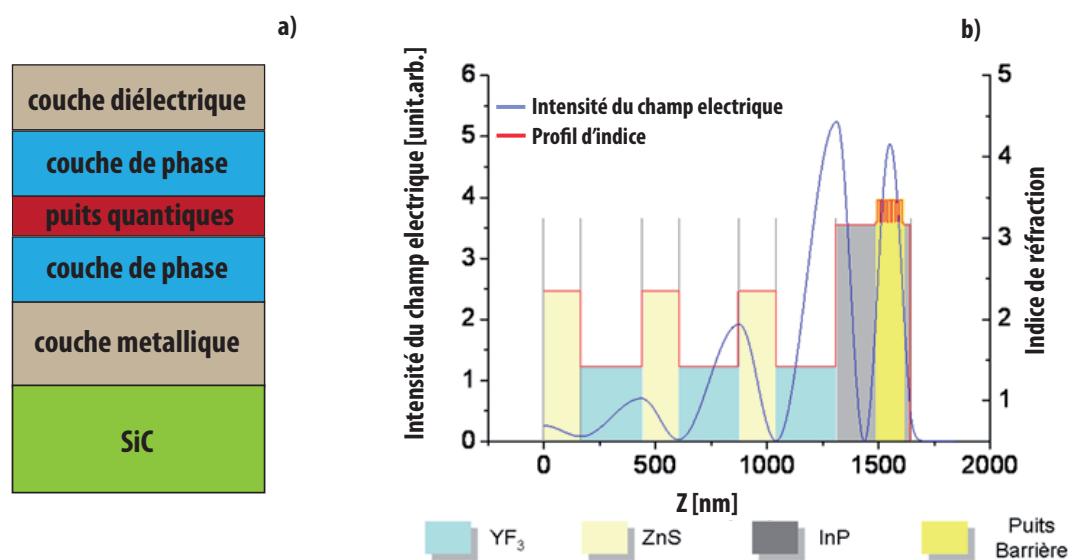


FIGURE 4.8 – a) Etape de fabrication de l'absorbant saturable en micro-cavité. b) Conception et fonctionnement du dispositif absorbant saturable.

Pour amplifier la réponse non-linéaire et réduire l'énergie de commutation, la couche active est contenue dans une micro-cavité asymétrique de type Fabry-Perot (AFPM). Les QWs sont placés

à un ventre de l'intensité intra-cavité, comme cela est représenté par la trace bleue sur la figure 4.8.b. L'AFPM accroît l'intensité intra-cavité du champ électromagnétique et ainsi, combinée avec l'absorption excitonique, améliore la non-linéarité et diminue l'énergie de commutation.

La réflectivité totale du champ  $r_{totale}$  est donnée par l'équation 4.14 et provient des interférences entre le miroir avant ( $r_f$ ) et le miroir arrière ( $r_b$ ) modulées par l'absorption de la zone active.  $r_{totale}$  est donnée par l'équation suivante :

$$r_{totale} = \frac{-r_f + r_b^{eff} e^{i2kl}}{1 - r_f r_b^{eff} e^{i2kl}} \quad (4.14)$$

avec  $r_b^{eff}$  la réflectivité effective provenant de l'arrière du composant,  $k$  le vecteur d'onde, et  $l$  l'épaisseur de la cavité. A noter que  $r_b^{eff} = r_b e^{-N\Gamma\eta}$ , avec  $N$  le nombre de puits quantiques,  $\Gamma$  le facteur de confinement longitudinal de la micro-cavité et  $\eta$  les pertes de puissance par simple passage dans un puits quantique.

Comme l'équation 4.14 le présente, la réflectivité totale,  $R_{res} = |r_{totale}|^2$  à la longueur d'onde de résonance est fortement dépendante des valeurs  $r_f$  et  $r_b$  et de l'absorption de la cavité.

D'un point de vue mathématique, dans le cas d'un absorbant saturable de type AS-1, lorsque  $r_b^{eff} < r_f$ , alors  $R_{res}$  décroît quand des diminutions d'absorption sont présentes. Celles-ci sont dues à une annulation partielle de la réflexion des miroirs inférieur et supérieur. Ce dispositif possède ainsi une finesse assez élevée d'après la condition entre  $r_b^{eff}$  et  $r_f$ , mais ceci donne un point faible à ce dispositif, car ce paramètre limite la capacité de fonctionnement à très haut débit à cause de l'effet de filtrage spectral.

$R_{res}$  est nulle lorsque l'absorption interne équilibre parfaitement les réflexions sur les miroirs supérieur et inférieur de la micro-cavité. Une diminution de l'absorption au delà de ce point causera une augmentation de  $R_{res}$ . Cette conception donne une stabilisation du rendement de la puissance réfléchie, qui peut être utilisée pour la réduction du bruit des symboles 'uns'.

Dans le but d'évaluer précisément les performances des dispositifs AS-1 et AS-0, la détermination de l'évolution de l'amplitude et de la phase des signaux traités doit être réalisée. L'étude consiste en la caractérisation d'un train d'impulsions cadencé à 40 GHz transmis par les dispositifs AS-0 et AS-1 au moyen d'un système de caractérisation SHG-FROG présenté chapitre II section 2.3.

## 4.2.2 Caractérisation AS-0

La caractérisation du dispositif AS-0 a été faite par Massoubre *et al.* en 2006 [23]. Les mesures de FROG n'ont alors montré aucun effet de compression de l'impulsion et aucune distorsion de la phase non-linéaire.

Le schéma expérimental présenté figure 4.9.a permet la détermination du spectre à la résonance du dispositif. Ce spectre donne la longueur d'onde de résonance à laquelle il est possible de travailler dans des conditions optimales d'absorption [27].

Une source laser large bande à émission spontanée de puissance moyenne 17 dBm centrée autour de 1550 nm est injectée dans le port 1 d'un circulateur. Au niveau du port 2, le signal est focalisé sur le dispositif AS-0 par le biais d'une fibre optique composée d'une micro-lentille à son extrémité visible sur la figure 4.10. Celle-ci assure une bonne focalisation du signal sur le dispositif

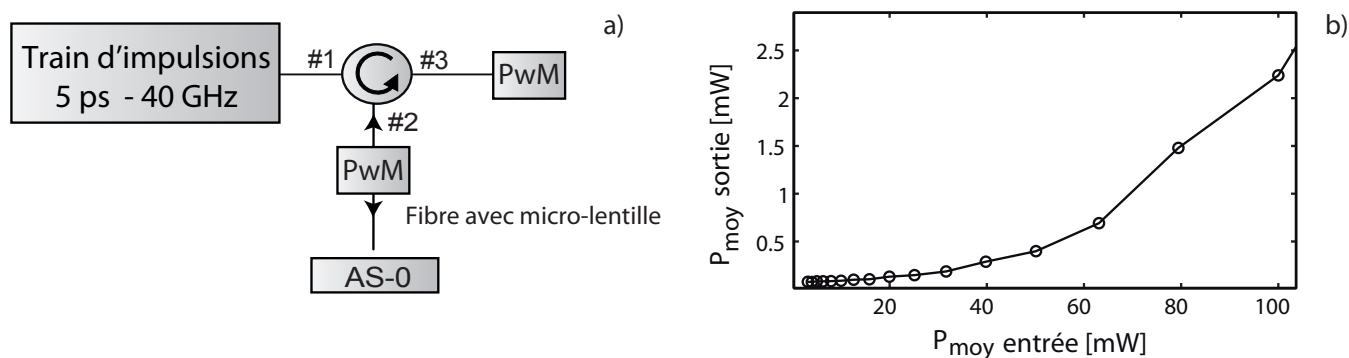


FIGURE 4.9 – Caractérisation du dispositif AS-0. a) Montage expérimental pour la détermination de la longueur d'onde de résonance du dispositif AS-0 b) Spectre de résonance.

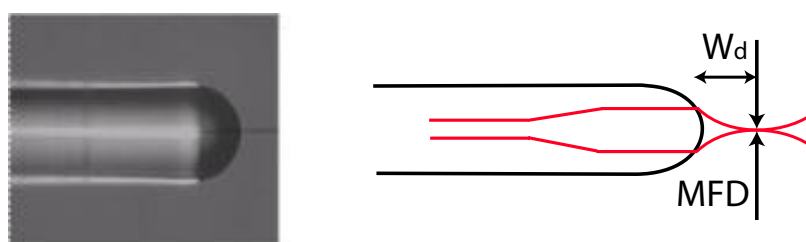


FIGURE 4.10 – Figure de gauche photographie faite par un microscope optique par Hoang Trung NGUYEN du laboratoire LPN. Figure de droite : schéma explicatif du fonctionnement d'une fibre associée à une micro-lentille. MFD : diamètre du waist,  $W_d$  : distance du waist.

avec une taille de faisceau de  $5 \mu\text{m}$  de diamètre, noté MFD sur la figure 4.10. Un puissance mètre et un analyseur de spectre optique sont placés en sortie du circulateur, port 3, dans le but d'analyser la puissance et le spectre du signal après réflexion sur l'absorbant saturable. La courbe de résonance du dispositif AS-0, illustrée figure 4.9.b, est établie par le rapport du spectre obtenu par réflexion sur le dispositif et du spectre initial injecté.

D'après les résultats du spectre de résonance du dispositif AS-0, la longueur d'onde de travail pour la suite de l'étude sera de 1551 nm. Dans le but de déterminer les gammes de puissances dans lesquelles se trouvent les régimes linéaires et non-linéaires du dispositif AS-0 la fonction de transfert de celui-ci a été établie via un banc expérimental donné par la figure 4.11.a. Un train d'impulsions optiques cadencé à 40 GHz, de largeur à mi-hauteur 5 ps est injecté dans un circulateur. Au niveau du port 2 de celui-ci est placé le dispositif AS-0 sur lequel se réfléchit le signal. Un puissance mètre au niveau des ports 2 et trois du circulateur permet le contrôle des puissances. Le spectre issu de la réflexion sur le dispositif AS-0 est ensuite enregistré via un analyseur de spectre optique en sortie du port trois du circulateur.

La fonction de transfert établie expérimentalement est présentée sur la figure 4.11.b. Une bonne extinction des symboles 'zéros' sur une plage de puissances moyennes d'entrées allant de 0 mW à environ 40 mW est à noter. Pour la suite de l'étude à double étage section 4.2.4, le choix de la puissance de travail s'est porté sur 35 mW. Cette valeur présente un bon compromis entre une bonne extinction des symboles 'zéros' et la puissance moyenne de sortie (environ 0,1% de la puissance

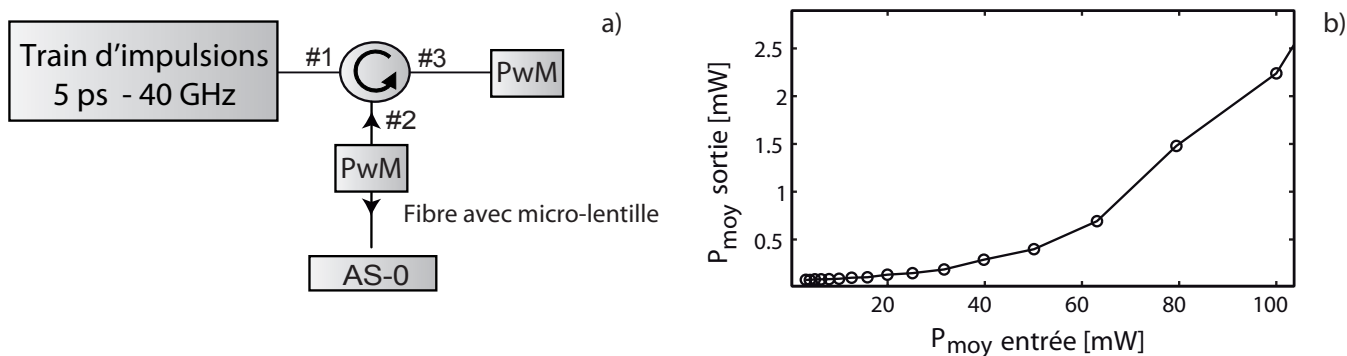


FIGURE 4.11 – a) Montage expérimental pour la détermination de la fonction de transfert en puissance du dispositif AS-0. b) Fonction de transfert : puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance moyenne d'entrée

injectée).

L'étude des caractéristiques du dispositif AS-0 a permis de déterminer la longueur d'onde de travail ainsi que la puissance de travail à adopter pour ce dispositif. Dans la suite de cette section, va être présentée l'étude de caractérisation du dispositif AS-1 dans le but de poursuivre cette investigation par une caractérisation en double étage.

### 4.2.3 Caractérisation du dispositif AS-1

La caractérisation du dispositif AS-1 a été faite pour deux configurations différentes d'un train d'impulsions cadencé à 40 GHz avec des impulsions de largeur à mi-hauteur 7 ps puis 5 ps. Le but de ces deux configurations est d'étudier le comportement du dispositif AS-1 lorsqu'il est en présence d'impulsions courtes.

#### 4.2.3.1 Caractérisation pour une largeur d'impulsion de 7 ps :

Comme pour le dispositif AS-0 la longueur d'onde de résonance et la fonction de transfert du AS-1 ont été caractérisées à l'aide du montage expérimental présenté figure 4.9.a.

Le spectre de résonance du dispositif AS-1 représenté sur la figure 4.12.a montre une résonance située autour de 1551 nm. La fonction de transfert du dispositif AS-1 a donc été étudiée à une longueur d'onde de travail de 1551 nm. Le fait de faire cette étude apporte une connaissance sur la zone dite plateau des 'un' pouvant réduire de façon significative le gigue d'amplitude sur les impulsions.

Les résultats expérimentaux obtenus sont représentés sur la figure 4.12.b. La gamme de puissances dans laquelle apparaît ce plateau se situe entre 40 mW et 60 mW correspondant à des puissances crêtes allant de 250 mW à 400 mW.

Connaissant maintenant la longueur d'onde de résonance du dispositif ainsi que la gamme de puissances moyennes dans laquelle il est possible de travailler, la caractérisation en amplitude et en phase d'un train d'impulsions sur l'échantillon va être faite. Le montage expérimental de la figure 4.13 est utilisé.

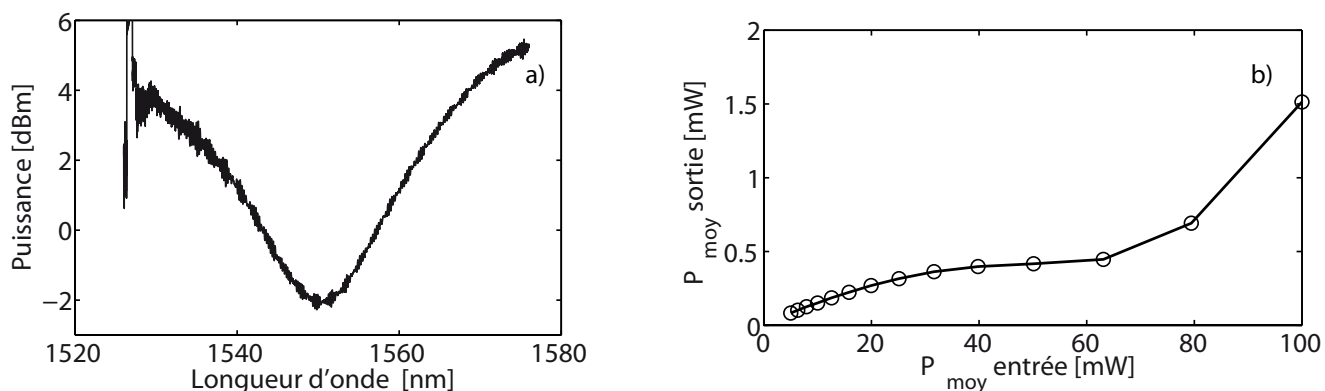


FIGURE 4.12 – Caractérisation du dispositif AS-1 pour une taille d'impulsions de 7 ps. a) Résonance, b) Fonction de transfert : puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance moyenne d'entrée.

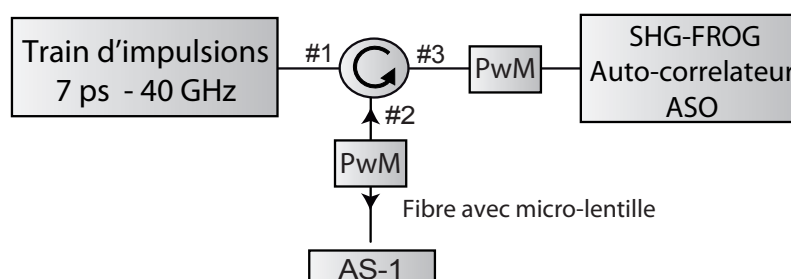


FIGURE 4.13 – Montage expérimental pour la caractérisation en amplitude et en phase du profil d'intensité en sortie du dispositif AS-1.

Un train d'impulsions de haute qualité est généré autour de 1551 nm (longueur d'onde de résonance du dispositif AS-1), issu de la compression d'un battement sinusoïdal par des mélanges à quatre ondes multiples au sein d'une fibre optique de 1420 m de long. Les impulsions en limite de Fourier ont une largeur à mi-hauteur de 7 ps [32, 33]. Cette méthode de génération de train d'impulsions a été présentée dans la section 2.4.1 chapitre II [32–34].

Le train d'impulsions de puissance moyenne 17 dBm est injecté dans le port 1 du circulateur. Après réflexion sur l'absorbant saturable, le signal est analysé en sortie du port 3 du circulateur. Une caractérisation en amplitude et en phase est faite par l'intermédiaire d'un appareillage SHG-FROG décrit dans la section 2.3, chapitre II de ce manuscrit.

Une analyse du spectre de sortie en fonction de la puissance injectée sur le dispositif est illustrée figure 4.14. La génération de composantes spectrales en fonction de l'augmentation de la puissance moyenne incidente est visible. Ce phénomène est peut-être dû à un phénomène de mélanges à quatre ondes au sein du composant ou encore à un effet de cavité. Les spectres sont représentés pour une évolution de puissance moyenne incidente de 15 dBm, 18 dBm puis 20 dBm.

Les figures 4.15.a et 4.15.b représentent respectivement l'évolution de la fonction d'auto-corrélation et l'évolution du profil d'intensité et de phase du train d'impulsions cadencé à 40 GHz pour des puissances allant de 10 à 20 dBm. Le train d'impulsions cadencé à 40 GHz initial est représenté par le

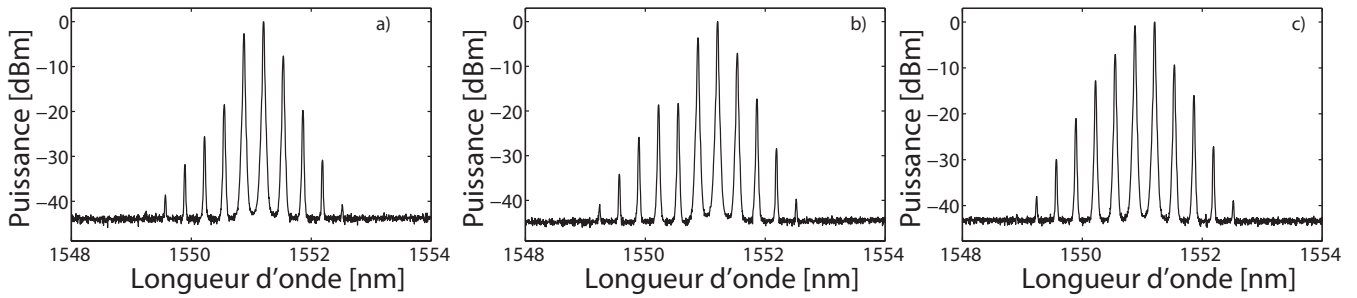


FIGURE 4.14 – Etudes des spectres optiques en sortie du circulateur pour différentes puissances injectées sur le dispositif AS-1 pour un train d'impulsions de largeur à mi-hauteur 5 ps. a) 15 dBm, b) 18 dBm, c) 20 dBm.

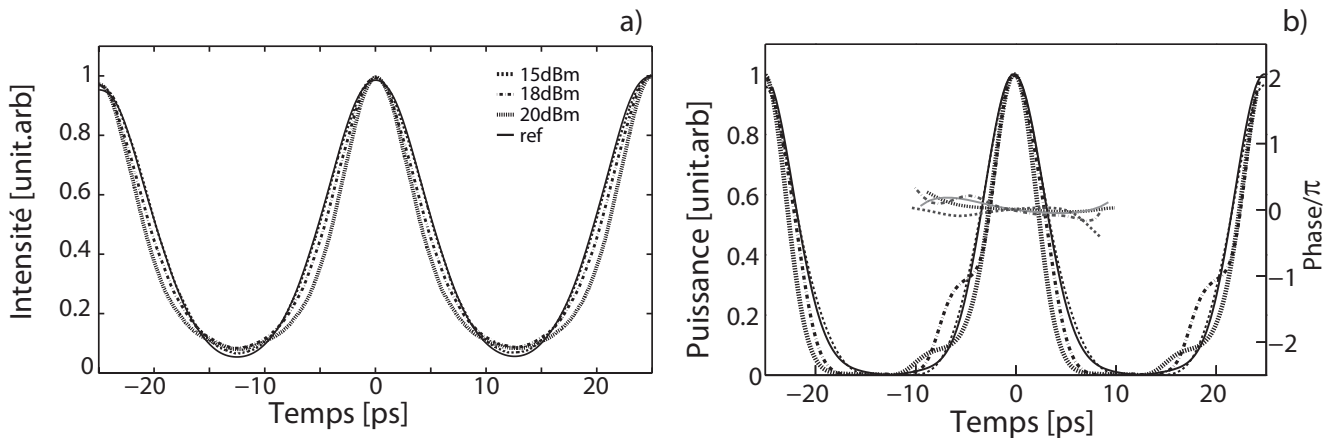


FIGURE 4.15 – a) Fonction d'auto-corrélation du train d'impulsions cadencé à 40 GHz de largeur à mi-hauteur 7 ps en sortie de l'AS-1 pour différentes puissances : De l'intérieur vers l'extérieur : **traits verticaux** :  $P_{inc} = 20\text{dBm}$ , **pointillés-traits** :  $P_{inc} = 18\text{dBm}$ , **pointillés** :  $P_{inc} = 15\text{dBm}$ , **trait plein** : référence : train à 40 GHz. b) Résultats SHG-FROG. Profils d'intensité et de phase du train d'impulsions à 40 GHz en sortie du dispositif AS-1 pour les mêmes puissances d'entrées que la figure 4.15.a.

trait plein noir. Lorsque la puissance incidente augmente à 15 dBm (pointillés), le dispositif AS-1 se trouve dans une gamme de puissance correspondant à un comportement linéaire. Les profils d'intensité et de phase sont ainsi quasi identiques à ceux de départ. Lorsque la puissance incidente vaut 18 dBm (traits-points), puis 20 dBm (trait vertical) ; un effet de compression des impulsions se produit, traduisant un comportement non-linéaire du dispositif.

Dans le but de s'approcher au plus près du temps de réponse du dispositif AS-1, soit 3,4 ps (donnée fournie par le LPN), l'investigation se poursuit par une étude similaire à celle-ci mais avec des impulsions optiques de largeur temporelle 5 ps. Le montage expérimental est identique à celui présenté figure 4.13, seule la largeur à mi-hauteur des impulsions est changée, 5 ps [32–34].

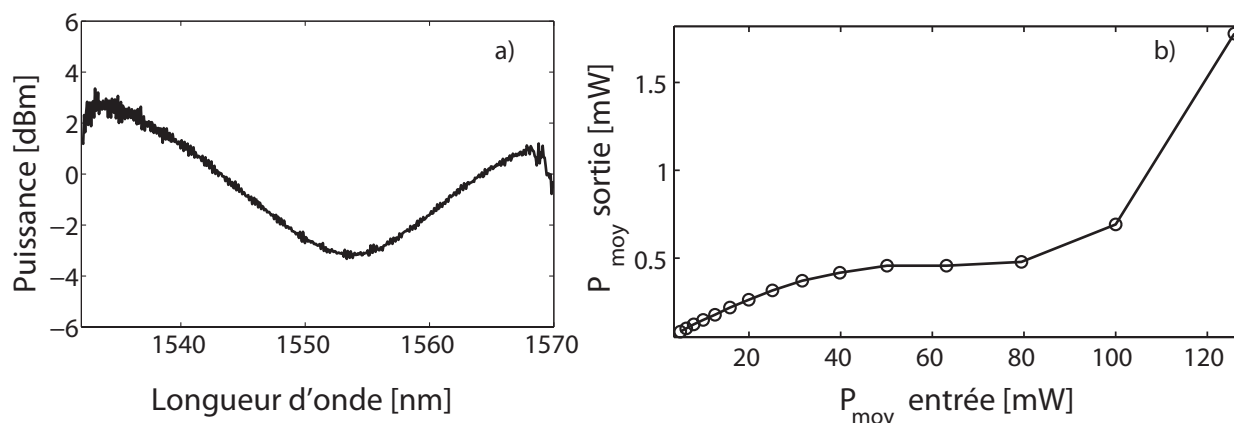


FIGURE 4.16 – Caractérisation du dispositif AS-1 pour une taille d'impulsions de 5 ps. a) Résonance, b) Fonction de transfert : puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance moyenne d'entrée.

#### 4.2.3.2 Caractérisation pour une largeur d'impulsion de 5 ps :

Les résultats expérimentaux obtenus pour cette nouvelle configuration sont présentés figure 4.16.a et 4.16.b via les bancs expérimentaux 4.9.a et 4.13 . La longueur d'onde de résonance du dispositif, après contrôle est stable à 1551 nm. La fonction de transfert obtenue présente une zone plateau comprise entre 40 mW à 90 mW de puissance d'entrée.

Connaissant la longueur d'onde de résonance ainsi que la fonction de transfert du dispositif AS-1, une étude spectrale en fonction de la puissance injectée a été réalisée figure 4.17. Cette figure représente l'évolution du spectre de référence 4.17.a pour des puissances allant de 10 dBm à 20 dBm (soit de 30 mW à 120 mW). Une large gamme de composantes spectrales apparaît proportionnellement à l'augmentation de la puissance. Celle-ci est probablement due à la présence d'effets non-linéaires mais ne sont pas encore expliqués.

Une asymétrie du spectre est visible dès la figure 4.17.b, celle-ci n'est pas vraiment expliquée et comprise pour le moment. Une des raisons pourrait être que la réflectivité du composant varie du fait que celui-ci ne fonctionne pas en instantané mais présente un temps de réponse non négligeable. Des simulations numériques sont envisagées par le Laboratoire de Photonique et Nanostructures pour comprendre ce phénomène.

Dans le but de connaître les limites et la gamme de puissances donnant un comportement linéaire et non-linéaire du dispositif AS-1 pour l'injection d'un train d'impulsions de 5 ps, une étude similaire à celle faite pour des impulsions de 7 ps va être présentée. Les résultats obtenus sont respectivement présentés sur les figures 4.18.a et 4.18.b.

La figure 4.18.a illustre les traces d'auto-corrélation pour différents niveaux de puissance. Un comportement non-linéaire est à souligner pour une puissance d'entrée de 18 dBm représentée par la trace rouge. Ce comportement se caractérise par une compression des impulsions par rapport aux impulsions initiales.

La figure 4.18.b représente l'évolution du profil d'intensité et de phase du train cadencé à 40 GHz en fonction de la puissance incidente. Le train d'impulsions en entrée du dispositif est



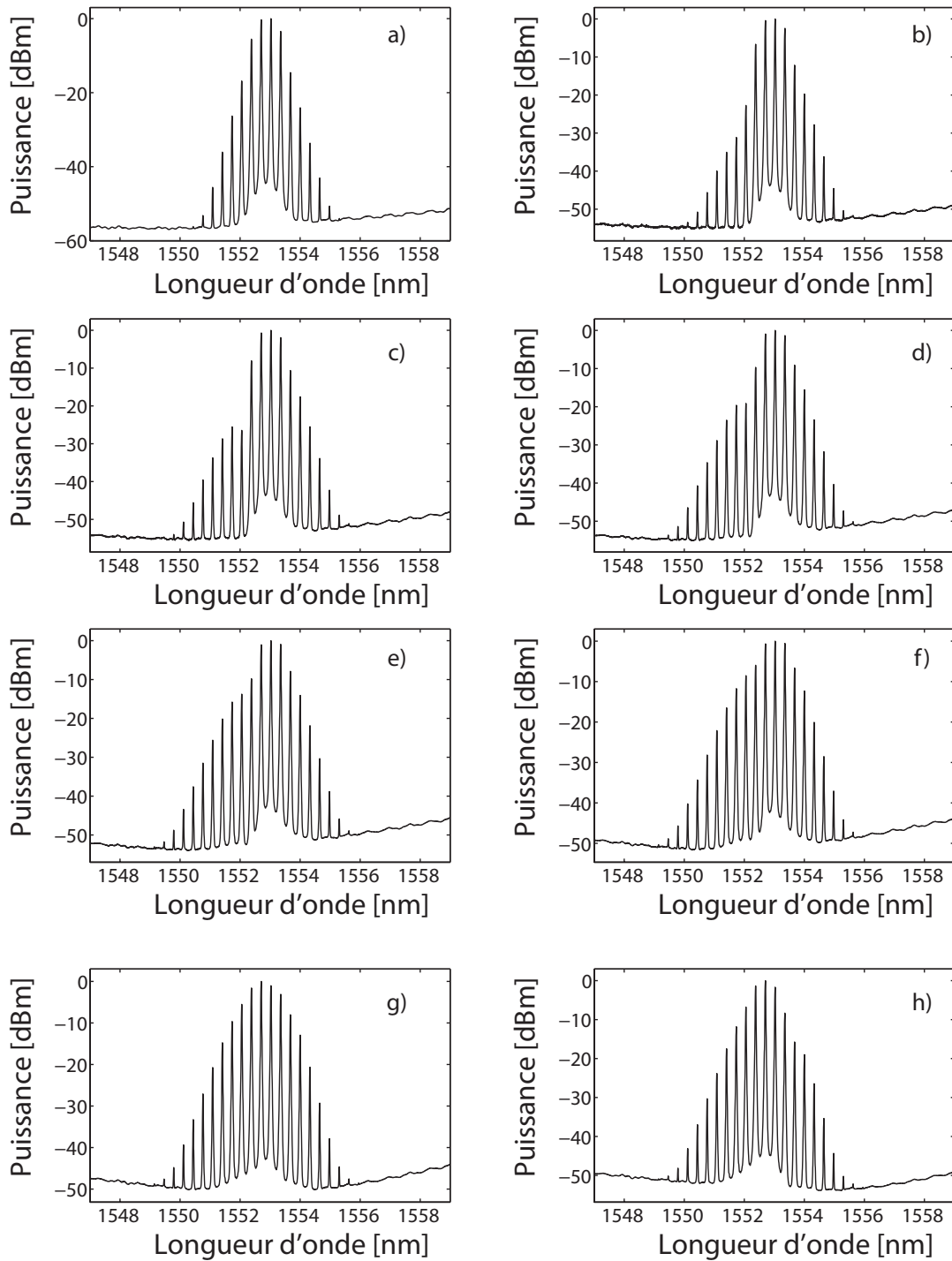


FIGURE 4.17 – Spectres optiques en sortie du composant AS-1 pour différentes puissances injectées . a) spectre référence, b)  $P_{inc}=10$  dBm, c)  $P_{inc}=13$  dBm, d)  $P_{inc}=15$  dBm, e)  $P_{inc}=17$  dBm, f)  $P_{inc}=18$  dBm g)  $P_{inc}=19$  dBm, h)  $P_{inc}=20$  dBm.

représenté par la ligne pointillée noire. La puissance injectée augmente respectivement de l'extérieur vers l'intérieur de 13 dBm, 15 dBm, 17 dBm, 18 dBm puis 19 dBm . Un effet de compression des impulsions se produit lorsque la puissance incidente atteint une valeur de 18 dBm, traduisant un comportement non-linéaire du dispositif (trace rouge sur la figure 4.18.b).

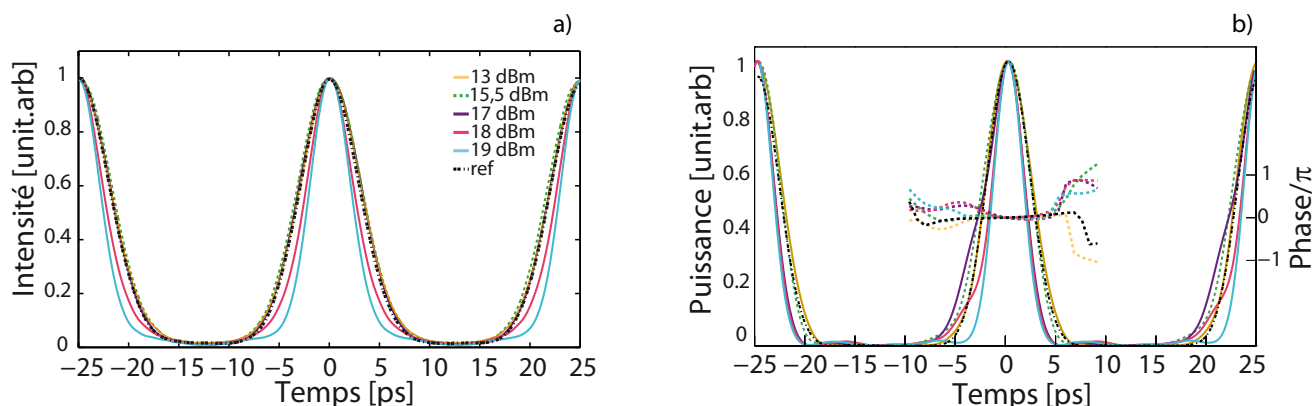


FIGURE 4.18 – a) Caractérisation de la fonction d'auto-corrélation du train à 40 GHz pour différentes puissances moyennes injectées : **trace orange** :  $P_{inc}=13$  dBm , **trace pointillée verte** :  $P_{inc}=15,5$  dBm, **trace mauve** :  $P_{inc}=17$  dBm, **trace rouge** :  $P_{inc}=18$  dBm puis **trace bleu** :  $P_{inc}=19$  dBm. La trace d'auto-corrélation de référence est représentée par la **trace noire**. b) Résultats SHG-FROG. Évolution des profils d'intensité et de phase du train d'impulsions cadencé à 40 GHz de largeur à mi-hauteur 5 ps, pour les différentes puissances injectées.

Obtenant un comportement satisfaisant avec des impulsions courtes (5 ps), la suite de l'étude se fera dans les mêmes conditions. Ces caractérisations ont permis de montrer un réel effet de la puissance sur le comportement du dispositif AS-1.

Les deux dispositifs caractérisés, nous pouvons passer à la mise en évidence de la régénération des symboles 'zéros' et 'uns'.

Connaissant les caractéristiques essentielles des deux échantillons AS-0 et AS-1, un montage expérimental les associant va être présenté dans la section suivante.

#### 4.2.4 Association des dispositifs AS-0 et AS-1.

Dans cette partie, est décrite la caractérisation d'un train d'impulsions cadencé à 40 GHz transmis par un module composé successivement du dispositif AS-0 puis du dispositif AS-1 caractérisés précédemment. Les fonctions de transfert pour ces deux dispositifs AS-0 et AS-1 sont respectivement illustrées figure 4.19.a et figure 4.19.b pour une longueur d'onde de résonance autour de 1551 nm.

Le montage expérimental mis en place pour cette étude est illustré figure 4.20. Un train d'impulsions de durée 5 ps cadencé à un taux de répétition 40 GHz [34], visible sur la figure 4.20 est injecté dans un coupleur 50 : 50. Dans un des deux bras du coupleur est introduit un retard de 12,5 ps dans le but de générer par multiplexage temporel, la séquence binaire basic suivante '...01010101'. Ainsi, en sortie du coupleur, un nouveau signal de taux de répétition doublé soit 80 GHz est généré par recombinaison des signaux provenant de chaque bras du coupleur.

L'ajout d'un atténuateur variable dans le bras 'retard' permet d'ajuster l'énergie contenue dans les impulsions dites 'fantômes' représentatives des symboles 'zéros' de la séquence binaire décrite précédemment. Le signal est injecté dans le port 1 d'un premier circulateur. Au niveau du port 2

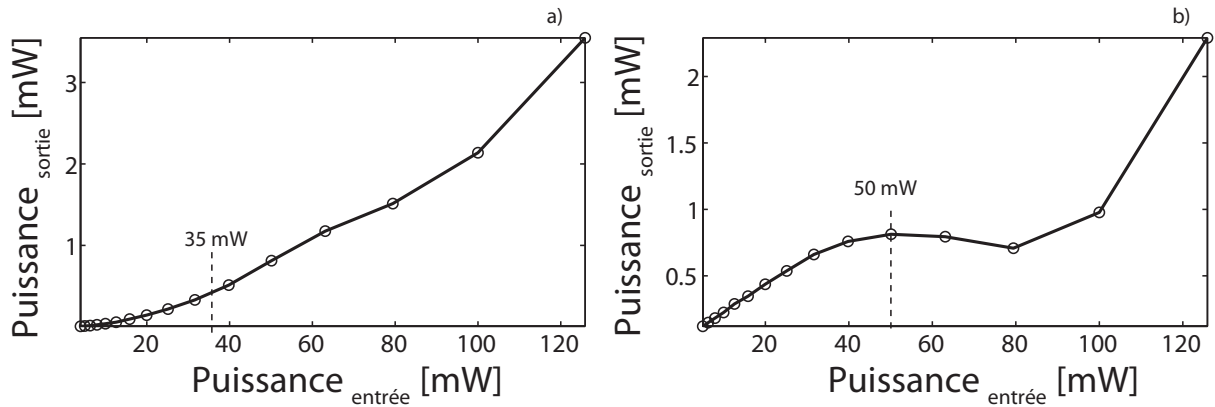


FIGURE 4.19 – Caractérisation des dispositifs AS-0 et AS-1 en configuration double étage pour un train d'impulsions de 5 ps de largeur à mi-hauteur. a) Évolution de la fonction de transfert pour le composant AS-0. b) Évolution de la fonction pour le composant AS-1.

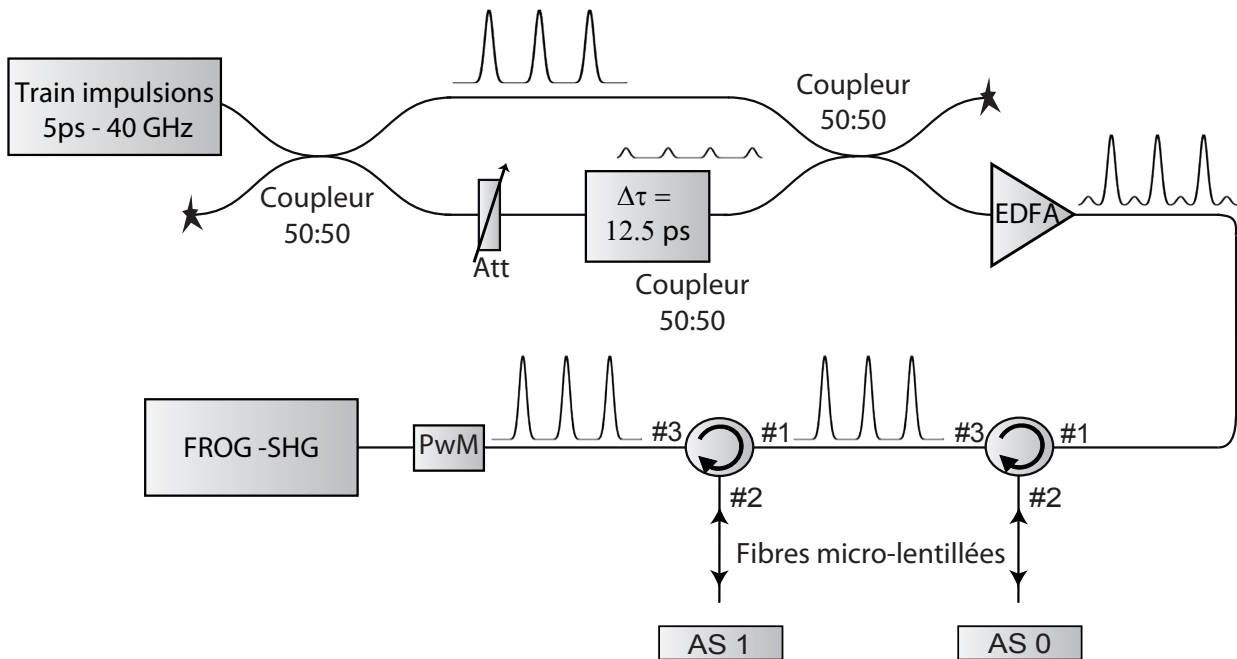


FIGURE 4.20 – Montage expérimental pour la caractérisation de l'association des dispositifs AS-0 et AS-1.

de celui-ci, le signal est focalisé sur le dispositif AS-0 à l'aide d'une fibre optique micro-lentillée, visible sur la figure 4.10, puis par réflexion sur le dispositif AS-0, le signal est réinjecté dans la fibre optique.

Suite à une première amélioration par le dispositif AS-0, le signal est injecté dans un second circulateur puis focalisé sur le dispositif AS-1 grâce à une seconde fibre optique micro-lentillée.

Le signal final obtenu au niveau du port 3 du second circulateur est analysé en puissance, spectralement, en intensité et en phase. Pour cela, un puissance mètre, un analyseur de spectre

optique ainsi qu'un système SHG-FROG sont utilisés.

L'étude se fait à une longueur d'onde de 1551nm, correspondant à la longueur d'onde de résonance des deux dispositifs.

Des mesures de caractérisations en intensité et en phase (SHG-FROG) ont été conduites sur chaque dispositif pour le comportement du signal à 80 GHz en fonction des puissances injectées et vont être détaillées dans la suite de cette section. Les puissances moyennes injectées à l'entrée des dispositifs AS-0 et AS-1 lors cette étude en configuration double étage, sont respectivement 35 mW et 50 mW .

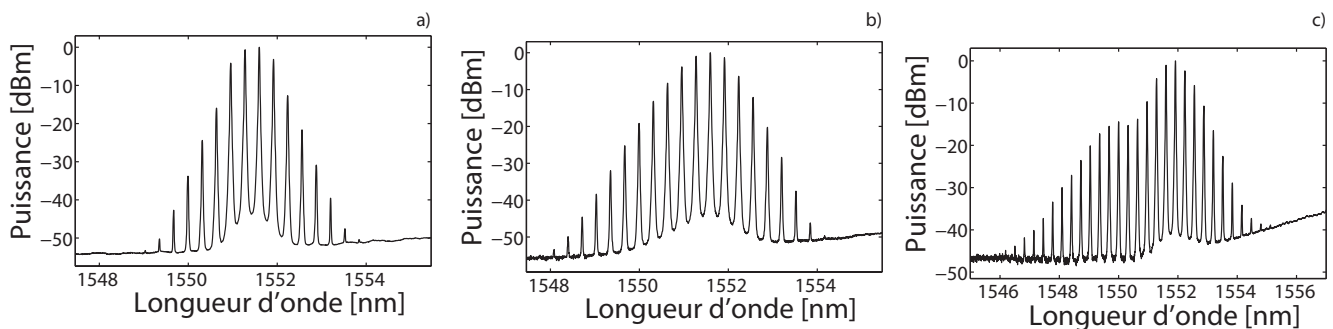


FIGURE 4.21 – Étude spectrale à différents stades du montage 4.20. a) Spectre initial en entrée du premier circulateur , b) Spectre en sortie du dispositif AS-0, c) Spectre en sortie du montage 4.20 après le dispositif AS-1.

Un étude spectrale a été menée à différents stades du montage expérimental visible sur la figure 4.20. La figure 4.21.a illustre le spectre initial à l'entrée du premier composant. À la sortie de celui-ci, est recueilli 4.21.b le spectre après réflexion. Dès lors, un élargissement spectral est visible. Celui-ci peut être causé par la génération de mélange à quatre ondes au sein du dispositif. Le spectre 4.21.c est lui obtenu à la sortie globale du montage. De nouveau un élargissement spectral de plus grande importance est à noter. Ceci est certainement dû à la présence d'effets non-linéaires au sein de la cavité du composant causée par une largeur des impulsions trop faible sur le dispositif AS-1, ne lui permettant pas ainsi de bien traiter le signal. Des études numériques sont actuellement en cours dans le but de modéliser ce phénomène.

De plus, la cause de l'asymétrie du spectre n'est pas identifiée, peut-être est-t-elle due à un mauvais accord entre la longueur d'onde des impulsions et la longueur d'onde de travail des dispositifs ou au fait que la réflectivité du composant peut varier car celui-ci ne fonctionne pas en instantané mais présente un temps de réponse. Les études numériques permettront de répondre à ces interrogations dans un avenir proche.

Une étude de la fonction d'auto-corrélation ainsi qu'une caractérisation en intensité et en phase ont été réalisées à différents stades du montage expérimental 4.20. Pour cela, un montage de caractérisation SHG FROG a été utilisé. Les résultats expérimentaux sont présentés sur les figures 4.22. a et 4.22.b.

Un effet de compression des impulsions et un profil de phase quasi inchangés peuvent être observés. Suite au passage du train d'impulsions sur le dispositif AS-0, il est à noter une suppression

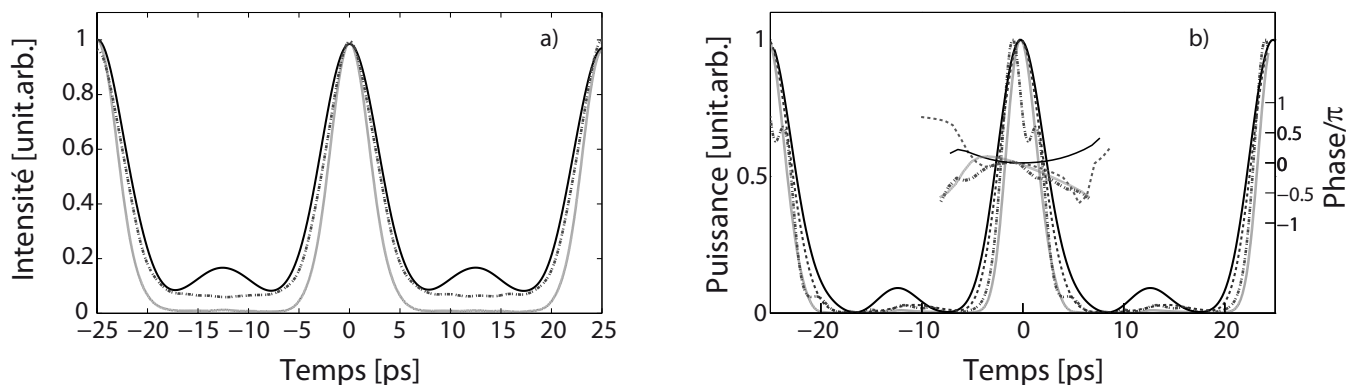


FIGURE 4.22 – a) Caractérisation de la fonction d’auto-corrélation du dispositif AS-0 + AS-1 : La trace d’auto-corrélation de référence est représentée par la **trace noire**. b) Résultats des caractérisations SHG-FROG. Évolution des profils d’intensité et de phase du train d’impulsions à 80 GHz de largeur à mi-hauteur 5 ps en configuration double étages. **trace grise** après passage dans le AS-0 ( $P=35\text{mW}$ ), **trace trait/point** après passage dans le AS-1 ( $P=60\text{mW}$ ), **trace pointillée** filtre numérique

importante du niveau des symboles 'zéros'. Après le dispositif AS-1, le profil d’impulsion subit une asymétrie. Celle-ci est plus prononcée que dans les résultats précédents affichés sur la figure 4.15 en raison de la durée des impulsions de 3,5 ps sortant du premier composant, qui devient comparable au temps de réponse du dispositif AS-1.

La compression des impulsions et l’asymétrie induisent un spectre optique plus large et asymétrique visible figure 4.21. Cependant, cette asymétrie peut être corrigée par l’ajout d’un filtre optique, numérique ici, afin de s’approcher au plus proche de l’impulsion initiale, mais aux dépens d’une légère dérive de fréquence observée au niveau de la phase. En sortie du montage, le signal du profil d’intensité retrouvé montre une nette amélioration du taux d’extinction.

L’association de deux absorbants saturables permet d’obtenir simultanément une diminution du bruit dans les symboles 'uns' par le biais du dispositif AS-1 et d’augmenter de façon non-négligeable le taux d’extinction du signal grâce au dispositif AS-0 [26, 35]. Ainsi dans cette section 4.2 a été démontrée la capacité d’améliorer un signal dégradé, cadencé à haut débit et ce de manière tout optique via un montage expérimental composé d’absorbants saturables [30].

L’étude suivante aborde un tout autre dispositif permettant la compensation de la dispersion chromatique.

### 4.3 Développement d'un module de compensation de dispersion chromatique

Dans cette section est présentée la conception d'un dispositif pouvant compenser la dispersion chromatique de façon très précise, tout en limitant les pertes introduites grâce à l'utilisation d'une fibre optique, sur une grande bande passante mais cela avec la génération d'un retard variable.

Avec le développement des systèmes de télécommunication à ultra-haut débit ces dix dernières années, les impulsions à transmettre par le biais de fibre optique, voient leur durée temporelle se modifier pour atteindre des durées de l'ordre de la picoseconde, voire la sub-picoseconde comme Nakazawa *et al.* en 2000 et Weber *et al.* en 2005 [36, 37]. Pour des taux de répétition très élevés, la tolérance aux variations de la dispersion chromatique devient très faible, il est donc très difficile de compenser parfaitement les variations de la dispersion chromatique, d'autant plus de manière précise sur la ligne de transmission.

C'est pour cela qu'un intérêt majeur envers la conception de systèmes de compensation de dispersion large bande s'est développée ces dernières années. Dans le but de faire propager des impulsions très courtes sur de longues distances [37–39]. Par exemple, en 1999 Shen et Weiner compensèrent parfaitement la dispersion chromatique lors de la transmission d'impulsions de largeur à mi-hauteur 400 fs se propageant sur une distance de plus de 10 km de fibre. Pour cela Shen et Weiner utilisèrent une fibre compensatrice de dispersion (d'ordre deux et trois) associée à un égaliseur de phase spectrale (pour la partie résiduelle de l'ordre trois).

Nakazawa et ses collaborateurs en 2000 [37] réussirent la transmission d'un signal cadencé à 1,28 Tbit/s composé d'impulsions de largeur à mi-hauteur de 380 fs sur plus de 70 km à l'aide d'un modulateur de phase compensant la dispersion du troisième et quatrième ordre. Le problème majeur de cette technique est une bande passante limitée.

Parmi une très grande quantité de travaux sur ce sujet, Eggleton et ses collaborateurs [39] en 2000 démontrèrent la capacité à compenser la dispersion dans un système cadencé à 160 Gbit/s par l'utilisation d'un réseau de Bragg. Cette technique présente également une bande passante limitée (autour de 300 GHz) mais aussi engendre de fortes perturbations spectrales (surmodulations).

La méthode mise en place lors de ma thèse est inspirée des travaux de Simohamed et ses collaborateurs en 1999 [40, 41] concernant l'étude des variations de la dispersion chromatique au sein d'une fibre optique lorsque celle-ci subit un fort étirement. Le module de compensation de dispersion présenté dans cette section permet de s'adapter à des débits très élevés.

La figure 4.23 illustre le montage expérimental mis en place pour cette étude. La partie encadrée en gris représente le module de compensation de dispersion. Celui-ci est composé d'une fibre SMF standard de 320 m de long de dispersion anormale  $D = 17$  ps/km.nm, une dispersion d'ordre trois  $S = 0,06$  ps/km.nm<sup>2</sup>, et des pertes linéaires  $\alpha = 0,2$  dB/km. Cette fibre est suivie d'une seconde fibre de 48 m de long placée sur le mandrin de diamètre variable, de dispersion chromatique normale  $D = -124,6$  ps/km.nm, de dispersion d'ordre trois  $S = -0,41$  ps/km.nm<sup>2</sup>, et une atténuation linéique de  $\alpha = 0,39$  dB/km. Toutes ces valeurs sont données pour une longueur d'onde de travail à 1550 nm.

Ainsi l'assemblage de ces deux fibres permet de concevoir un module de compensation de dis-

persion centré autour de  $0 \text{ ps/nm}$ , et ainsi de compenser ou surcompenser la dispersion chromatique.

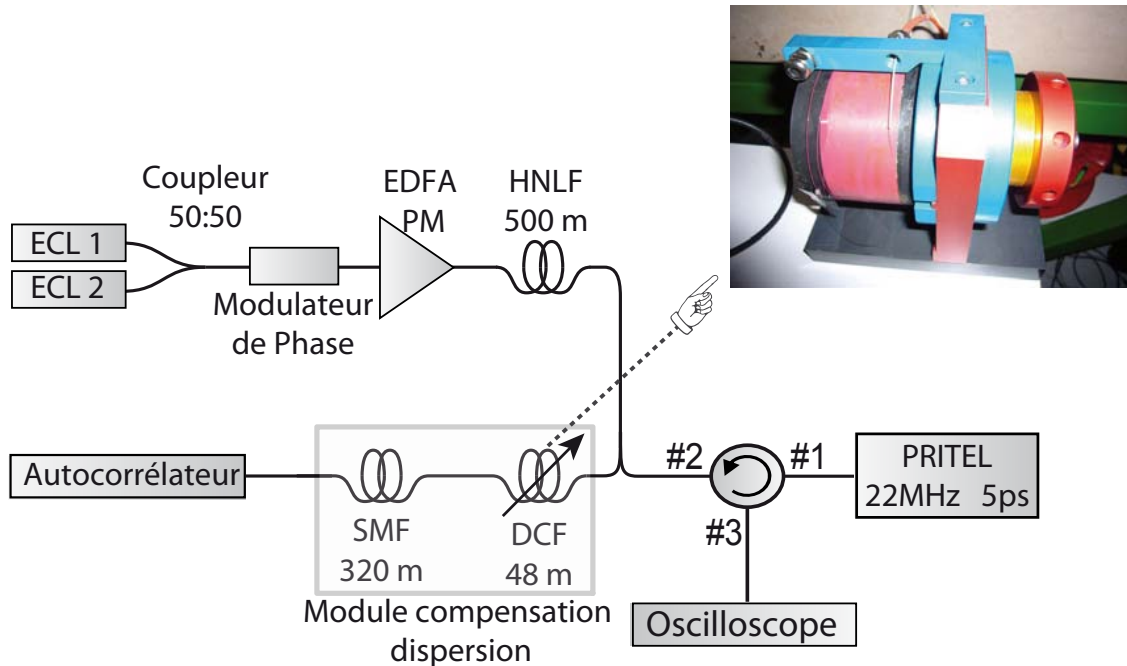


FIGURE 4.23 – Montage expérimental du module de compensation de dispersion.

Les 48 m de fibre DCF sont enroulés et collés sur une large bague en caoutchouc spécialement adaptée au montage. La bague est ajustée et fixée sur un mandrin mécanique dont le diamètre varie graduellement en fonction du serrage. La fibre DCF va donc subir une élongation en fonction du nombre de tours de mandrin appliqué. L'image insérée dans la figure 4.23 est une photographie du système de compensation utilisé. Ce module a été conçu par François Reynaud du laboratoire Xlim à Limoges. L'utilisation première de ce module était une ligne à retard insérée dans un montage expérimental visant à la conception d'un montage de type télescope.

L'originalité de conception de ce module est de posséder une dispersion cumulée différente suivant son allongement.

Dans le but de caractériser ce module de compensation de dispersion, un train d'impulsions cadencé à 640 GHz a été généré. La méthode décrite dans le chapitre 2 section 2.4.1 a été utilisée. Un tel débit avec des impulsions parfaitement bien séparées est obtenu pour la première fois par Fatome *et al.* en 2005 dans une fibre hautement non-linéaire de 200 m de long [33, 42].

Le battement sinusoïdal initial est produit par la superposition de deux ondes continues délivrées par deux diodes laser à cavité externes (ECL), séparées spectralement de 640 GHz autour de 1550 nm. Le battement est amplifié à une puissance moyenne de 600 mW grâce à un amplificateur à fibres dopées erbium (EDFA), puis injecté dans une fibre hautement non-linéaire. Les paramètres de cette fibre hautement non-linéaire sont donnés pour 1550 nm, une dispersion de  $D = 0,69 \text{ ps/km.nm}$ , une dispersion d'ordre trois  $S = 0,007 \text{ ps/km.nm}^2$ , un coefficient non-linéaire  $\gamma = 10,5 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et des pertes linéaires  $\alpha = 0,7 \text{ dB/km}$ .

Grâce à la combinaison des effets de la non-linéarité Kerr optique et de la dispersion chroma-

tique anormale, le battement initial subit une très forte compression temporelle, donnant naissance à un train d'impulsions gaussiennes parfaitement séparées, de largeur à mi-hauteur 260 fs [33, 42]. Le train d'impulsions est ensuite injecté dans le module de compensation, puis caractérisé par l'intermédiaire d'un auto-corrélateur de second harmonique présenté chapitre 2 section 2.3.

#### 4.3.1 Mesure de l'allongement maximal : méthode de mesure par temps de vol.

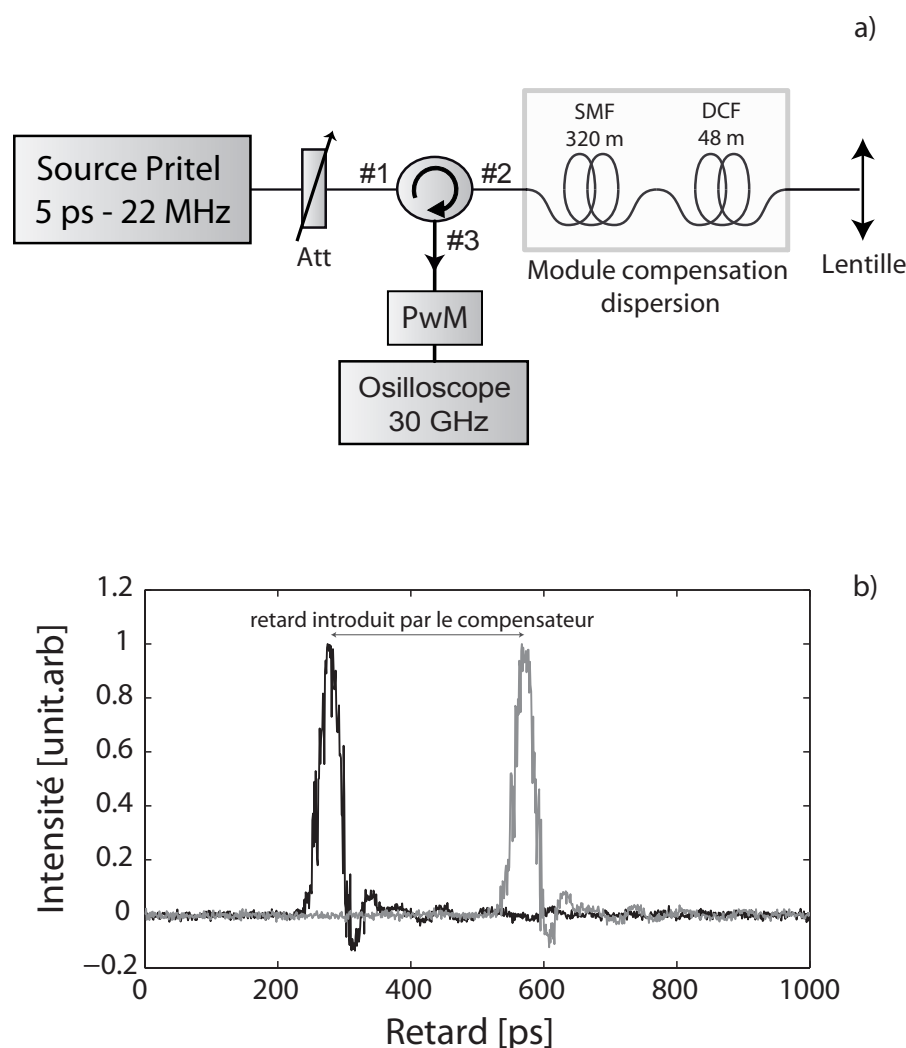


FIGURE 4.24 – a) montage expérimental pour la détermination de l'allongement maximal du module, b) Trace temporelle de la source **Trace noire** : trace en sortie du compresseur sans retard introduit, **Trace grise** : trace en sortie du compresseur avec un retard de 300 ps.

L'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion a été mesuré par la méthode de mesure de temps de vol avec un oscilloscope 30 GHz (la précision de la mesure est de 0,2 cm sachant que le pas est de 25 ps et que l'allongement maximum correspond à 1200 ps) lorsque le mandrin a fait un tour de serrage.



Pour cela, le montage illustré figure 4.24.a) est utilisé. Une source laser à blocage de mode passif délivrant des impulsions de 5 ps cadencées à 22 MHz est suivi d'un atténuateur variable permettant le contrôle de la puissance injectée dans le port 1 du circulateur. Au niveau du port 2 du circulateur, le signal est injecté dans le module de compensation de dispersion, puis réfléchi en sortie de celui-ci grâce à une lentille permettant environ 4% de réflexion du signal dans d'augmenter la précision de la mesure via un aller-retour du signal.

La figure 4.24.b) présente un exemple de deux traces temporelles du signal injecté dans le module de compensation de dispersion. La trace noire représente le signal référence, sans allongement de la fibre DCF, la trace grise, montre un retard introduit de 300 ps (aller-retour) correspondant à un allongement de la fibre de 3 cm. D'autres mesures ont permis de déterminer l'allongement maximal de la fibre DCF, celui-ci correspond à un retard de 1,1 ns aller-retour. Cette valeur donne un allongement maximal de la fibre DCF proche de 11 cm soit 0,23 % de sa longueur.

### 4.3.2 Caractérisations d'un train d'impulsions cadencé à 640 GHz en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion : fonction d'auto-corrélation, largeur à mi-hauteur et dispersion chromatique.

L'étude de l'évolution de la fonction d'auto-corrélation expérimentale du train d'impulsions à 640 GHz en fonction de l'allongement de la fibre DCF du compresseur, visible figure 4.25.a, a été faite grâce au montage SHG-FROG le chapitre II section 2.3 de ce manuscrit .

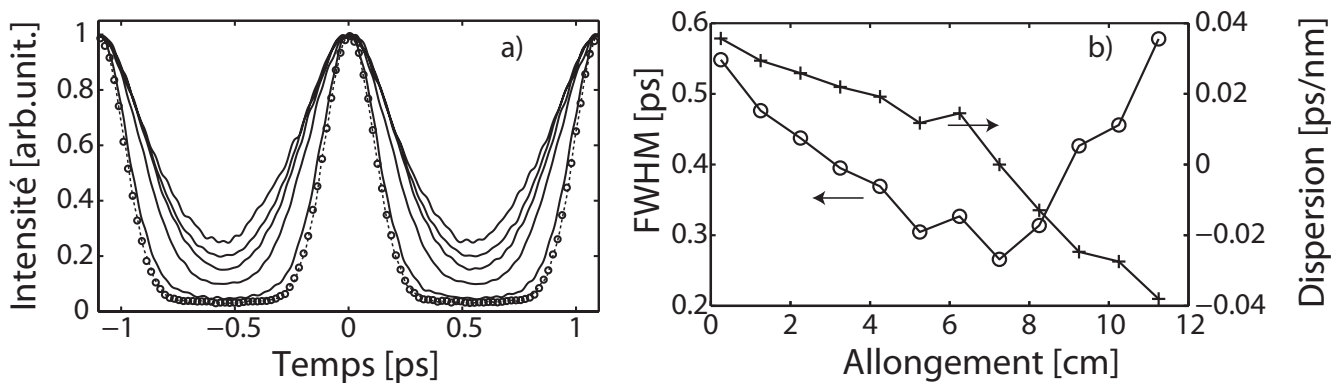


FIGURE 4.25 – Évolution de la fonction d'auto-corrélation et de la largeur à mi-hauteur (FWHM) des impulsions cadencées à 640 GHz en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module. a) Évolution de la fonction d'auto-corrélation du train d'impulsions à 640 GHz pour un allongement de la fibre DCF : **trace du haut vers le bas** : allongement de 11,3, 0,5, 1, 5, 8,8 et 7,3 cm (cercles). La ligne pointillée correspond à l'impulsion de départ. b) Évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module.

La figure 4.25.a présente l'évolution de la fonction d'auto-corrélation en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module de compensation de la dispersion. Cette évolution montre une compression puis un élargissement des impulsions cadencées à 640 GHz. La trace en pointillés représente la fonction d'auto-corrélation pour les impulsions initiales (sans allongement de la fibre

DCF). Chacune des fonctions d'auto-corrélations de la figure 4.25.a correspond respectivement à un allongement de la fibre DCF du module de 11,3, 0,5, 1, 5, 8,8 et 7,3 cm. Pour un allongement de 7,3 cm de la fibre DCF le lecteur pourra remarquer qu'il est possible de retrouver les impulsions initiales. Cela peut être vu comme une compensation quasi parfaite de la dispersion chromatique, cette valeur d'allongement de 7,3 cm correspondant alors au zéro de dispersion chromatique. Pour un allongement inférieur ou supérieur à cette valeur de 7,3 cm, un élargissement temporel dû à un manque ou à un excès de dispersion chromatique est observé.

La figure 4.25.b, échelle de gauche, représente l'évolution expérimentale (cercles) de la largeur à mi-hauteur des impulsions cadencées à 640 GHz en fonction de l'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion. Comme cela a été vu sur la figure 4.25.a, une largeur à mi-hauteur minimale est observée lors de la présence d'une compensation de dispersion quasi parfaite pour un allongement de la fibre DCF de 7,3 cm.

La dispersion chromatique en  $ps^2/nm$  en fonction de l'allongement du module a été déterminée via une comparaison entre le facteur d'élargissement expérimental des impulsions et par le facteur d'élargissement issu de simulations numériques.

Les résultats expérimentaux (croix) sont représentés sur la figure 4.25.b, échelle de droite. Ces résultats montrent qu'une compensation de la dispersion peut être réalisée sur une gamme de  $\pm 0,04ps/nm$  pour un allongement maximal de 11,3 cm soit 0,23% d'élongation de la fibre (48 m de long). Au niveau de la courbe d'évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions, une asymétrie au niveau de 0 ps/nm est observée. Une asymétrie de la courbe d'évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de l'allongement de la fibre est à noter. Celle-ci se situe au niveau de la valeur de dispersion nulle, soit pour un allongement de 7,3 cm.

Nous pensons que ce phénomène est dû à la diminution lente du diamètre du cœur de la fibre lorsque celle-ci est étirée, ce qui provoque une augmentation de la valeur de la dispersion locale, qui augmente brutalement après le point d'étirement correspondant à 7,3 cm [43].

### 4.3.3 Caractérisation du potentiel d'allongement de la fibre DCF du module de compensation de dispersion.

Dans le but de mesurer la force appliquée et de déterminer le potentiel d'allongement maximal de la fibre DCF, une expérience de traction sur un échantillon de 2 cm de long de fibre DCF a été menée. Cette étude a été faite en collaboration avec l'Institut de Chimie Moléculaire de l'Université de Bourgogne (ICMUB) et l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs de REcherches en Matériaux (ESIREM), deux instituts au sein de l'Université de Bourgogne.

La fibre a été placée dans deux mâchoires, une fixe et une mobile. Des capteurs de forces sont reliés aux mâchoires, puis à un ordinateur recueillant toutes les données. Les résultats de cette expérience visibles sur la figure 4.26 présentent un comportement linéaire. Le calcul de la pente donne un module de Young<sup>1</sup> de 83 GPa, valeur pouvant être considérée comme faible, caractéristique de matériau souple (exemple pour un matériau rigide : l'acier 210000 MPa). Un point de

---

1. Le module de Young ou encore module de traction est la constante qui relie la contrainte de traction et la déformation pour un matériau élastique isotrope.

cassure est atteint pour un allongement de 0,8%, correspondant à une force appliquée d'environ 7,5 N. Nous pouvons en déduire que l'allongement maximal de cette fibre DCF pourrait atteindre 39 cm (soit 0,8% de sa longueur) équivalente à une gamme de dispersion de  $\pm 0,2 ps/nm$ .

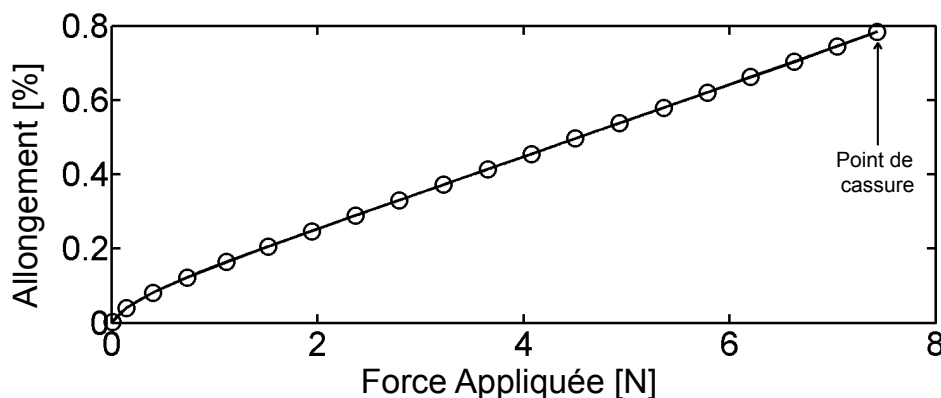


FIGURE 4.26 – Traction : allongement de la fibre en % en fonction de la force appliquée en Newton (N)

#### 4.3.4 Caractérisation des pertes linéaires et de la biréfringence induites par l'allongement de la fibre DCF.

L'étude de l'évolution des pertes linéaires en fonction de l'allongement de la fibre du module est présentée dans cette section. La connaissance de l'influence de l'allongement de la fibre du module de compensation au niveau de ses pertes linéaires est importante pour toutes applications envisagées.

Pour cette caractérisation, une onde continue délivrée par une diode laser à cavité externe (ECL) de puissance moyenne 0 dBm est injectée dans un puissance mètre puis dans le module de compensation de dispersion. En sortie de celui-ci, un second puissance mètre mesure la puissance de sortie. Une comparaison entre les puissances d'entrée et de sortie est faite en fonction de l'allongement de la fibre. Les résultats expérimentaux obtenus sont illustrés figure 4.28.a.

Les pertes de la fibre restent quasi identiques, autour de 0,1 dB jusqu'à atteindre un allongement de 8 cm. Au delà de cette valeur les pertes augmentent significativement dues à la modification non négligeable du diamètre du cœur de la fibre DCF ainsi que l'écrasement subit lors de cette phase d'étirement (stress appliqué à la fibre).

Enfin l'étude de l'évolution de la biréfringence du module de compensation en fonction de l'allongement a été réalisée. Pour cela, le montage présenté dans le chapitre III 3.1.3 a été utilisé.

Un exemple de spectres observés avec cette méthode est visible figure 4.27. La trace noire représente le spectre initial de la source blanche, la trace grise, montre le spectre expérimental à la sortie du module sans allongement de fibre, puis la trace pointillés est associée à un allongement maximal de la fibre DCF du module de compensation de dispersion. L'apparition de cannelures, significative de la présence d'une biréfringence (cf : chapitre III 3.1.3) est à noter.

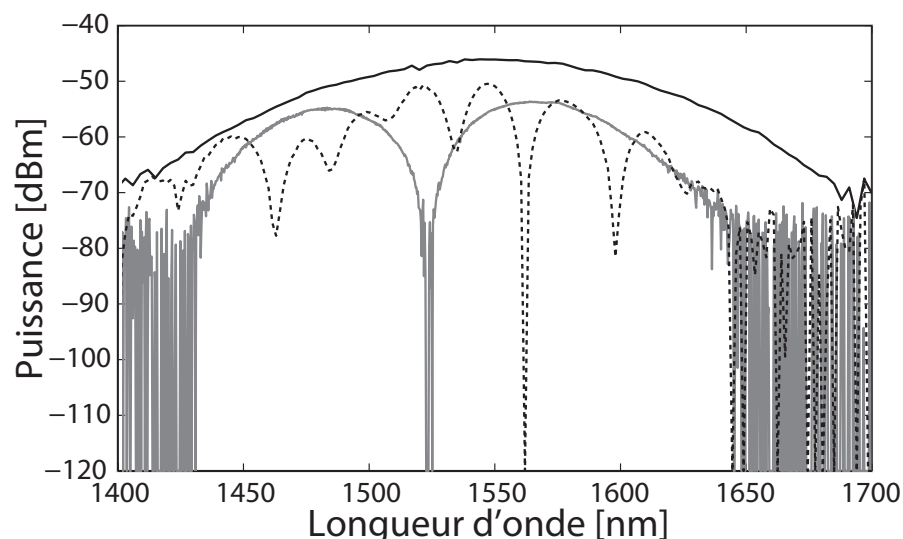


FIGURE 4.27 – Spectre optique du module de compensation en fonction de l'allongement de la fibre. **Trace noire** : Spectre de la source blanche utilisée **Trace grise** : Spectre à la sortie du compensateur sans allongement de la fibre **Trace pointillée** : Spectre à la sortie du compensateur lorsque l'allongement maximal de la fibre est appliqué.

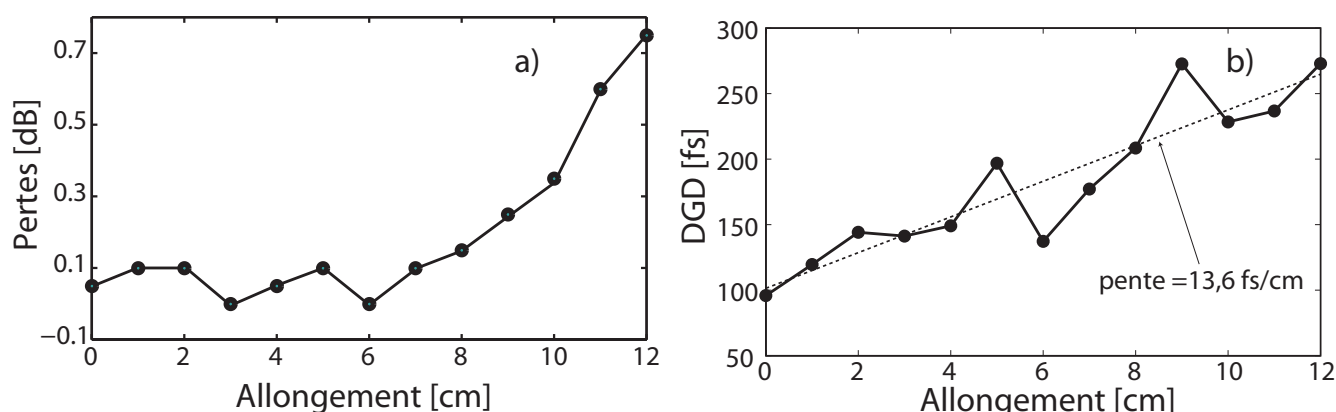


FIGURE 4.28 – Caractéristiques du module de compensation de dispersion chromatique en fonction de l'allongement subi : a) Les pertes linéaires du module en fonction de l'allongement de la fibre, b) Le DGD en fonction de l'allongement de la fibre, représenté par les points, la ligne pointillés représente un ajustement des points expérimentaux.

Les résultats expérimentaux concernant cette étude de biréfringence en fonction de l'allongement de la fibre sont présentés figure 4.28.b. Le DGD, calculé selon la méthode décrite paragraphe 3.1.3 chapitre III, est représenté en fonction de l'allongement de la fibre. L'évolution du DGD est quasi linéaire en fonction de l'allongement de la fibre est représentée. Un ajustement représenté par la ligne en pointillés, présente une pente de 13 fs/cm. Cette valeur est tout à fait raisonnable, et montre que ce module de compensation de la dispersion possède un DGD faible en fonction de l'étirement. Cependant l'évolution est linéaire, impliquant une augmentation proportionnelle du DGD en fonction de l'allongement de la fibre. Pour des valeurs raisonnables d'allongement le DGD

est peu influent, mais si des allongement importants sont atteints une vigilance particulière devra être apportée à la valeur du DGD.

### 4.3.5 Conclusion

Dans cette section a été présenté un moyen de compenser précisément la dispersion chromatique d'ordre deux par le biais d'un module de compensation de la dispersion [44] pour les applications lasers ou pour les télécommunications à très hauts débits. Ce module est basé sur l'allongement homogène d'une fibre compensatrice de dispersion DCF de 48 m de long, enroulée autour d'une rondelle en caoutchouc fixée sur un mandrin permettant une variation de son diamètre et par conséquent un allongement de la fibre. Ce module présente de faibles pertes, une non-sensibilité à la polarisation et cela sur une gamme spectrale quasi illimitée. Les résultats expérimentaux ont été réalisés à l'aide d'un train d'impulsions cadencé à 640 GHz généré via la compression d'un battement sinusoïdal, méthode décrite dans le chapitre 2 de ce manuscrit section 2.4.1.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentées différentes fonctions optiques permettant la régénération d'un signal optique de Télécommunication.

La première méthode décrite est un régénérateur de Mamyshev [1] permettant une diminution des fluctuations d'amplitude sur les symboles 'uns' et une diminution du bruit sur les symboles 'zéros'. Une étude du potentiel des fibres optiques microstructurées chalcogénures en tant que régénérateur 2R a été menée. Deux études ont été menées parallèlement dans le cadre d'un consortium du projet ANR FUTUR. Une étude théorique, menée par Nguyen T.N. du laboratoire FOTON de Lannion, concernant la possibilité d'utiliser des fibres microstructurées chalcogénures conçues dans le cadre de ce consortium, dans le but de réaliser de la régénération 2R 4.4, et une étude expérimentale que nous avons menée durant ma thèse.

Dans mon travail de thèse nous nous sommes intéressés à l'étude de la fonction de transfert d'une fibre chalcogénure  $As_2S_3$  de 2,5 m de long, dans un montage régénérateur de Mamyshev. Cette étude a montré que la régénération d'un signal cadencé à haut débit, par exemple 160 Gb/s avec ce régénérateur n'est pas encore possible pour le moment. La puissance moyenne requise pour atteindre la zone plateau de la fonction de transfert, permettant la diminution des fluctuations d'amplitudes sur les symboles 'uns' requièrent une puissance moyenne de 6,8 W. Cette valeur est beaucoup trop élevée pour les fibres microstructurées chalcogénures pouvant supporter des valeurs maximales de 50 mW. Malgré tout cela, entre les résultats expérimentaux et théoriques obtenus, il n'est pas utopique de dire que suite à une amélioration de conception de ces fibres chalcogénures microstructurées, leur emploi dans des systèmes de régénération 2R sera possible et permettra un système compact et très efficace (coefficient non-linéaire très élevés).

Une seconde méthode, permettant l'amélioration du signal à base d'absorbants saturables a été réalisée durant ma thèse. L'étude a été réalisée en collaboration avec H.T Nguyen et J.L Oudar. Les absorbants saturables utilisés ont été conçus et fabriqués par le Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures. La première étape de cette étude a consisté à la caractérisation des dispositifs AS-0 et AS-1 pour différentes largeurs d'impulsions à un débit de 40 GHz. Puis une association des deux dispositifs appelée 'configuration en double étage', a été réalisée. L'étude de la capacité qu'a ce duo à régénérer un signal à 80 GHz a été menée. Une diminution du bruit sur les symboles 'zéros' a été remarqué associé à un profil de phase inchangé, ce qui est un excellent point pour réaliser la régénération 2R sur des formats de modulation de signal optique QPSK ('Quadrature phase-shift keying') ou DQPSK ('Different Quadrature phase-shift keying').

Lors de cette étude, il n'y a pas eu d'améliorations notables sur les symboles 'un'(non détectées via l'auto-corrélation) cependant d'autres études réalisées à Lannion ont montré une vraie amélioration dans une configuration de régénération à base d'une fibre optique non-linéaire et d'un absorbant saturable à 160Gb/s [26, 35].

Ces différentes études ont permis de montrer que l'utilisation d'absorbants saturables était une très bonne solution pour assurer la régénération des signaux optiques hautement cadencés. De plus, l'atout majeur de cette méthode est le temps de relaxation des composants pouvant atteindre seulement 1 ps [45, 46].

Le dernier dispositif présenté dans ce chapitre est un système permettant la compensation de la dispersion chromatique sur une très large gamme de longueurs d'ondes. Ce système, nommé 'module de compensation de dispersion' est à base d'une fibre compensatrice de dispersion (DCF) de 48 m de long, enroulée sur un mandrin dont le diamètre est mécaniquement variable [44]. Lorsque le diamètre du mandrin est modifié augmentant ainsi la longueur de la fibre, la dispersion cumulée de celle-ci va être modifiée.

Il a été démontré que le compensateur de dispersion est capable de parfaitement compenser la dispersion chromatique introduite dans un montage lors de la propagation d'un train d'impulsions cadencé à 640 GHz. En modifiant la longueur de la fibre DCF du module de compensation, il est possible de retrouver les impulsions initialement injectées. De plus, la gamme en longueur d'onde de ce dispositif est extrêmement large, ce qui permet son intégration dans de nombreux dispositifs.

## Bibliographie

- [1] P. V. Mamyshev. All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect. In *in European Conference on Optical Communication, (ECOC) 98, (IEEE, 1998)*, pp. 475-476, 1998.
- [2] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Seguin. Optical regeneration at 40 gb/s and beyond. *J. Lightwave Technol.*, 21(11) :2779, 2003.
- [3] S. Jfeldt, S. Bischoff, and Jesper rk. All-optical wavelength conversion and signal regeneration using an electroabsorption modulator. *J. Lightwave Technol.*, 18(8) :1121, 2000.
- [4] J. K. Lucek and K. Smith. All-optical signal regenerator. *Opt. Lett.*, 18(15) :1226–1228, 1993.
- [5] M Matsumoto. Performance analysis and comparison of optical 3r regenerators utilizing self-phase modulation in fibers. *J. Lightwave Technol.*, 22(6) :1472, 2004.
- [6] C. Finot, T.N. Nguyen, J. Fatome, T. Chartier, S. Pitois, L. Bramerie, M. Gay, and J.-C. Simon. Numerical study of an optical regenerator exploiting self-phase modulation and spectral offset filtering at 40 gbit/s. *Optics Communications*, 281(8) :2252 – 2264, 2008.
- [7] S. Bischoff and J. Mork. All-optical signal regeneration at 40 gbit/s using a mach-zehnder interferometer based on semiconductor optical amplifiers. In *ECOC p. 345*, 2000.
- [8] Masayuki Matsumoto. Efficient all-optical 2r regeneration using self-phase modulation in bidirectional fiber configuration. *Opt. Express*, 14(23) :11018–11023, 2006.
- [9] G. Raybon, Y. Su, J. Leuthold, R. J. Essiambre, T. Her, C. Joergensen, P. Steinvurzel, and FederK. D. 40 gbit/s pseudo-linear transmission over one million kilometers. In *OFC, pp. FD101*, 2002.
- [10] P.S. Westbrook, B.J. Eggleton, T. Her, G. Raybon, and S. Hunsche. Application of self-phase modulation and optical filtering to measurement of residual chromatic dispersion. In *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2002.
- [11] F. Parmigiani, S. Asimakis, N . Sugimoto, F. Koizumi, P. Petropoulos, and D.J. Richardson. 2r regenerator based on a 2-m-long highly nonlinear bismuth oxide fiber. *Optics.Express*, 14 :5038–5044, 2006.
- [12] P. Petropoulos, T. M. Monro, W. Belardi, K. Furusawa, J. H. Lee, and D. J. Richardson. 2r-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber. *Opt. Lett.*, 26(16) :1233–1235, 2001.
- [13] T. N. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J.-C. Simon, L. Brilland, A. Monteville, J. Troles, and F. Smecktala. Régération tout optique à base de fibres optiques non-linéaires. In *JNOG*, 2005.
- [14] 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*, 13(19) :7637–7644, 2005.
- [15] L. Provost, F. Parmigiani, C. Finot, K. Mukasa, P. Petropoulos, and D. J. Richardson. Analysis of a two-channel 2r all-optical regenerator based on a counter-propagating configuration. *Opt. Express*, 16(3) :2264–2275, 2008.



- [16] Y-F. Wei, Y-Z. Xu, X. Zhang, Y-Q. Huang, and X-M. Ren. Investigation of all-optical regeneration based on self-phase modulation in microstructured fibers. *OPTOELECTRONICS LETTERS*, 3 :0018–0021, 2007.
- [17] L.A. Provost, C. Finot, P. Petropoulos, K. Mukasa, and D.J. Richardson. Design scaling rules for 2r-optical self-phase modulation-based regenerators. *Opt. Express*, 15(8) :5100–5113, 2007.
- [18] L. Provost, C. Moreau, G. Melin, X. Rejeaunier, L. Gasca, P. Sillard, and P. Sansonetti. Dispersion-managed fiber with low chromatic dispersion slope. In *OFC*, 2003.
- [19] G.P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. San Francisco, 2001.
- [20] T. N. Nguyen. *Etude des composants optiques à base de fibres optiques non-linéaires*. PhD thesis, Université de Rennes I, 2008.
- [21] T. Martynkien, M. Szpulak, and W. Urbanczyk. Modeling and measurement of temperature sensitivity in birefringent photonic crystal holey fibers. *App.Opt.*, 44 :7780–7788, 2005.
- [22] J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, J. L. Oudar, and H. Bernas. Comparison of light- and heavy-ion-irradiated quantum-wells for use as ultrafast saturable absorbers. *Appl. Phys. Lett.*, 79 :2722–2724, 2001.
- [23] D. Massoubre, J. L. Oudar, J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, and J. Decobert, J. and Landreau. All-optical extinction-ratio enhancement of a 160 ghz pulse train by a saturable-absorber vertical microcavity. *Opt. Lett.*, 31(4) :537–539, 2006.
- [24] J. Fatome, S. Pitois, J.-L. Massoubre, D. Oudar, and G. Millot. Cascadability and reshaping properties of a saturable absorber inserted inside a rz transmission line for future 160-gbit/s all-optical 2r-regenerators. *Optics Communication*, 279 :364–369, 2007.
- [25] M. Gay, L. Bramerie, D. Massoubre, A. O'Hare, A. Shen, J. L. Oudar, and J. C. Simon. Cascadability assessment of a 2r regenerator base on a saturable absorber and a semiconductor optical amplifier in a path switchable recirculating loop. *PTL*, 18 :1273–1275, 2006.
- [26] L. Bramerie, Q. T. Le, S. Lobo, M. Gay, M. Joindot, J. C. Simon, A. Poudoulec, M. Van der Keur, C. Devemy, D. Massoubre, J.-L. Oudar, G. Aubin, A. Shen, and J. Decobert. Cascadability and wavelength tunability assessment of a 2r regeneration device based on a 8 channel saturable absorber module. In *National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest Series (CD) Optical Society of America, 2007, paper PDP1.*, 2007.
- [27] H. T. Nguyen, J.-L. Oudar, S. Sauvage, S. Bouchoule, and G. Aubin. New passive all-optical semiconductor device for bit-1 level noise reduction. In *CLEO 2007*, 2007.
- [28] H. T. Nguyen, J.-L. Oudar, S. Bouchoule, G. Aubin, and S. Sauvage. A passive all-optical semiconductor device for level amplitude stabilization based on fast saturable absorber. *App.Phy.Lett.*, 92 :111107, 2008.
- [29] D. Massoubre, J.-L. Oudar, J. Dion, J.-C. Harmand, A. Shen, J. Landreau, and J. Decobert. Scaling of the saturation energy in microcavity saturable absorber devices. *App.Phy.Lett.*, 88 :153513–3, 2006.

- [30] H.T. Nguyen, C. Fortier, J. Fatome, G. Aubin, and J-L. Oudar. A passive all-optical device for 2r regeneration based on the cascade of two high speed saturable absorbers. *J. Lightwave Technol.*, in press.
- [31] Y. Toyozawa. Theory of line shapes of the exciton abrupt bands. *Progress of theoretical phy.*, 20 :53, 1958.
- [32] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot. Generation of a 160-ghz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal. *Opt. Lett.*, 27(19) :1729–1731, 2002.
- [33] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. 20-ghz-to-1-thz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers. *JQE*, 42, 2006.
- [34] C. Finot, J. Fatome, and G. Pitois, S. Millot. All-fibered high-quality low duty-cycle 20-ghz and 40-ghz picosecond pulse sources. *PTL*, 19 :1711–1713, 2007.
- [35] M. Gay, L. Bramerie, H. T. Nguyen, S. Lobo, G. Aubin, Q.T. Le, M. Joindot, J. L. Oudar, and J.C. Simon. Regeneration and cascability assessment of a new passive 2r regenerator based on a dual-stage saturable absorber gate. In *ECOC*, 2008.
- [36] H.G. Weber, S. Ferber, M. Kroh, C. Schmidt-Langhorst, R. Ludwig, V. Marembert, C. Boerner, F. Futami, S. Watanabe, and C. Schubert. Single channel 1.28 and 2.56 tbit/s dqpsk transmission, post deadline paper th 4.1.2. In *ECOC'05*, 2005.
- [37] M. Nakazawa, T. Yamamoto, and K R. Tamura. 1.28 tbit/s-70 km otdm transmission using third- and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator. *Electron.Lett*, 32 :2027–2029, 2000.
- [38] S. Shen and A. M. Weiner. Complete dispersion compensation for 400-fs pulse transmission over 10-km fiber link using dispersion compensating fiber and spectral phase equalizer. *Photonics.Technol.Lett*, 11 :827–829, 1999.
- [39] B. J. Eggleton, B. Mikkelsen, G. Raybon, A. Ahuja, J. A. Rogers, P. S. Westbrook, T. N. Nielsen, S. Stulz, and K. Dreyer. Tunable dispersion compensation in a 160-gb/s tdm system by a voltage controlled chirped fiber bragg grating. *Photonics.Technol.Lett*, 12 :1022–1024, 2000.
- [40] L. M Simohamed, J. L Auguste, J Rioublanc, J. M Blondy, and F Reynaud. Analysis of chromatic dispersion variation in optical fiber under large stretching. *OFT*, 5 :403–411, 1999.
- [41] L.M. Simohamed and F .Reynaud. Characterisation of the dispersion evolution versus stretching in a large stroke optical fibre delay line. *Opt.Com*, 159 :118–128, 1999.
- [42] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. 320/640 ghz high-quality pulse sources based on multiple four-wave mixing in highly nonlinear optical fibre. *Elec.Lett.*, 41, 2005.
- [43] T. Kato, Y. Koyano, and M. Nishimura. Temperature dependence of chromatic dispersion in various types of optical fibre. *Opt. Lett*, 25 :1156–1158, 2000.
- [44] C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, J.-P. Couvercelle, M.-L. Leonard, E. Pincemin, and F Reynaud. Stretched fiber based dispersion compensating module for ultra high-speed telecommunication systems. *Elec.Lett.*, 44 :1025–1026, 2008.

- [45] M. Gay, M. Costa e Silva, T.N. Nguyen, L. Bramerie, T. Chartier, M. Joindot, J.-C. Simon, J. Fatome, C. Finot, and Oudar J.-L. Bit-error-rate assessment of 170-gb/s regeneration using a saturable absorber and a nonlinear-fiber-based power limiter. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22, :158–160, 2010.
- [46] J. Fatome and C. Finot. Scaling guidelines of a soliton-based power limiter for 2r-optical regeneration applications. *Journal of Lightwave Technology*, page in press, 2010.

# Conclusion

---

Ce travail de thèse s'est inscrit dans le cadre d'un projet ANR FUTUR concernant le développement de Fonctions optiques pour les Transmissions à très haut débit dans le Réseau cœur. Grâce à un consortium regroupant plusieurs laboratoires français, mon travail de thèse s'est réalisé avec un grand nombre de collaborations. Le lecteur a pu remarquer que l'élément dominant tout le long de mon manuscrit est la fibre optique microstructurée chalcogénure. Celle-ci a donné lieu à une collaboration omniprésente qui s'est installée avec Mohamed El Amroui, doctorant au laboratoire interdisciplinaire Carnot de l'Université de Bourgogne. Il fabriquait les fibres et moi je les caractérisais, tout en cherchant en parallèle de nouvelles applications. L'évolution des fibres testées pendant ces trois années de doctorat fut remarquable. Les techniques d'usinages mises au point par Mohamed ont permis une diminution des pertes linéiques d'un facteur 10, nous conduisant ainsi à de très beaux résultats d'investigations que nous allons rappeler dans cette conclusion.

La très grande majorité des résultats expérimentaux réalisés durant ma thèse a été vérifiée par des simulations numériques, basées sur la résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (ENLS)

Mes travaux de thèse se sont déroulés autour de trois axes principaux. Le premier a consisté en la réalisation de sources 'tout optique' hautement cadencées (de 1,5 THz à 3,4 THz) basées sur une technique de compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal au sein d'une fibre dont les propriétés non-linéaires et dispersives ont été déterminées via des simulations numériques basées sur la résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (ENLS). Trois sources 'tout optique' ont été présentées dans ce manuscrit, la première était une source cadencée à 160 GHz autour de 1550 nm. Son principe consiste en l'association de trois tronçons différents de fibres optiques générant des impulsions optiques de forme gaussiennes de largeur à mi-hauteur 380 fs cadencées à 160 GHz représentant un rapport cyclique de 1/17, grâce à la propagation d'un battement sinusoïdal subissant une compression non-linéaire au sein de ces segments grâce à différents processus linéaires et non-linéaires.

Par ce même principe de compression non linéaire, deux autres sources optiques ont été réalisées, une cadencée à 1,5 THz et l'autre à 3,4 THz. Grâce à la génération de mélange à quatre ondes multiples au sein d'une fibre de compression choisie pour ses propriétés non-linéaires et dispersives, les

trains d'impulsions générés par ces sources présentent des impulsions proches d'une impulsion de forme gaussienne parfaitement séparées de la valeur du débit. Une démonstration de la multiplication du débit par deux, soit une source cadencée à 3,4 THz, a également été réalisée. Le point fort des méthodes présentées dans le manuscrit est incontestablement leurs accordabilité en débit et en longueur d'onde de travail. Comme cela a été détaillé, la longueur d'onde de la source réalisée va dépendre de la fréquence centrale entre les deux diodes lasers continues qui génèrent le battement sinusoïdal initial.

Le second chapitre expérimental de ce présent document a présenté au lecteur de nombreuses investigations concernant des fibres chalcogénures microstructurées de deux catégories. La première concernait deux fibres chalcogénures microstructurées à 3 couronnes de trous et la seconde une fibre chalcogénure microstructurée à cœur suspendu. La première catégorie de fibre a fait l'objet d'une étude comparative avec une fibre silice standard. De cette investigation, sont ressorties des propriétés non-linéaires liées aux fibres microstructurées nettement supérieures de plusieurs ordres de grandeurs par rapport à celles d'une fibre silice standard.

L'indice de réfraction non-linéaire de ces fibres chalcogénures s'est révélé 100 fois plus important que celui de la fibre standard. La caractérisation des effets de diffusion Brillouin et Raman ont également donné d'excellents résultats, avec des valeurs respectives de gain de  $8 \cdot 10^{-10} \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$  et  $1,8 \cdot 10^{-11} \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$ , validant ainsi une exacerbation des effets non-linéaires au sein de ce type de fibre. Les fibres optiques chalcogénures à cœur suspendu ont également montré d'excellentes caractéristiques non-linéaires avec un indice de réfraction non-linéaire 100 fois plus important que dans la fibre silice standard.

Comme cela a été argumenté dans ce manuscrit, les résultats des caractérisations des effets non-linéaires dans ces fibres sont bons, mais leurs pertes intrinsèques et leur valeur de dispersion chromatique restent les inconvénients majeurs pour envisager des applications Télécoms. Cependant, l'avantage principal est leur transparence sur une très large gamme de longueur d'onde pouvant atteindre  $22 \mu\text{m}$ .

Au sein du troisième chapitre a été présenté au lecteur trois sections distinctes concernant des méthodes de régénération de signal optique et de compensation linéaire de dispersion. La première section établit un descriptif de la méthode de régénération 2R (remise en forme et re-amplification du signal) via un montage de type régénérateur de Mamyshev. Puis une étude théorique et expérimentale du potentiel des fibres optiques microstructurées dans ce rôle de régénérateur a été menée. L'étude théorique a été réalisée par Nguyen T.N. du laboratoire FOTON de Lannion dans le cadre du consortium du projet ANR FUTUR et a révélé de nombreuses possibilités pour l'utilisation de ces fibres en tant que régénérateur compact. Cependant, des améliorations de conception devront être apportées pour que le régénérateur soit performant.

C'est ce que nous avons montré lors de notre étude expérimentale concernant la fonction de transfert en puissance au sien d'un montage de type régénérateur de Mamyshev. Ainsi, grâce à cette investigation, il a été établi que pour la régénération d'un signal à très haute cadence, par exemple 160Gb/s, la puissance moyenne, nécessaire pour se situer dans la zone de puissance plateau favorisant la diminution du bruit sur les symboles 'uns', devait être de 6,8 W. Cette valeur n'est pas réalisable sachant que dans les systèmes Télécoms les puissances moyennes sont de l'ordre du mW,

et que les fibres chalcogénures microstructurées ne peuvent supporter une telle valeur (maximum 50 mW).

La seconde section a présenté un montage expérimental mis au point pour l'amélioration des signaux optiques (à bases d'absorbants saturables). La première étape de cette investigation, réalisée en collaboration avec H.T Nguyen et J.L Oudar du Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures, fut la caractérisation des deux composants absorbants saturables utilisés (AS), AS-0 et AS-1. Cette caractérisation a abouti aux mesures de résonances des composants, déterminant la longueur d'onde de travail, de la fonction d'auto-corrélation et du profil d'intensité et de phase pour un train d'impulsions cadencé à 40 GHz, de durée d'impulsions variable, 5 ps et 7 ps. Suite à ces caractérisations, une configuration en double étage a permis d'analyser le comportement des ces composants pour la régénération d'un signal dégradé cadencé à 80 GHz. Une diminution du bruit sur les symboles 'zéros' a été remarquée associé à un profil de phase inchangé, ce qui est un excellent point si une régénération est envisagée sur des type de modulation de signal optique QPSK ('Quadrature phase-shift keying') ou DQPSK ('Different Quadrature phase-shift keying'). Cette étude s'est avérée être une méthode rapide (rapidité des composants) de régénération de signaux optiques hautement cadencés comparée à la méthode Mamyshev.

La dernière section de ce chapitre a présenté un système de compensation linéaire de la dispersion chromatique sur une très large gamme de longueur d'ondes. Le montage expérimental a consisté en l'utilisation d'une fibre compensatrice de dispersion (DCF) de 48 m de long, enroulée sur un mandrin dont le diamètre est mécaniquement variable. Il a été montré que lorsque le diamètre du mandrin est modifié, la dispersion cumulée de la fibre l'est également. De plus, suite à l'ajout d'un tronçon de fibre standard, il a été démontré qu'il était possible de passer d'un régime de dispersion normal à un régime de dispersion anormal. Un train d'impulsions cadencé à 640 GHz a été injecté dans le montage de compensation, et une étude de l'évolution de la largeur des impulsions et de la valeur de la dispersion a été faite en fonction de l'allongement de la fibre du montage. De cette étude, a été clairement identifié un allongement correspondant à un point de dispersion nulle auquel se retrouve les impulsions initiales. De plus, des études complémentaires concernant l'évolution des pertes et de la biréfringence en fonction de l'allongement de la fibre ont montré une robustesse de cette méthode.

Durant ces trois années de thèse en partie rapportées dans ce manuscrit, nous espérons avoir pu apporter au lecteur des informations concernant de nouvelles méthodes pour la génération de sources cadencées à haut débit, la régénération de signal optique ou encore sur les caractéristiques des fibres de nouvelles générations. Les perspectives de travail à venir sont nombreuses. Parmi ces

perspectives, la plus marquante serait de modifier la conception des fibres chalcogénures microstructurées dans le but de diminuer la valeur de leur dispersion chromatique et de leurs pertes intrinsèques. Cela permettrait d'envisager la réalisation d'un montage expérimental de régénérateur de type Mamyshev viable. De plus, il pourrait permettre d'utiliser ces fibres chalcogénures dans le but de générer des sources larges bandes via la génération de supercontinuum. Cette modifica-

tion de conception des fibres devra obligatoirement s'accompagner d'un support théorique. D'un point de vue plus fondamental, une bonne compréhension des phénomènes mis en jeux dans ces fibres est nécessaire. Pour cela, des modélisations complexes devront être mise en place.

# Production Scientifique

## Sommaire

---

<b>A.1 Publications</b> . . . . .	<b>183</b>
A.1.1 Publications dans des revues à comité de lecture . . . . .	183
<b>A.2 Communications à des colloques à comités de lecture avec actes</b> . . . . .	<b>185</b>
A.2.1 Présentations orales (le nom du conférencier est souligné) : . . . . .	185
A.2.2 Présentations par affiches : . . . . .	186

---

## A.1 Publications

### A.1.1 Publications dans des revues à comité de lecture

**P1 : Experimental investigation of Brillouin and Raman scattering in a 2SG sulfide glass microstructured chalcogenide fiber.** C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, F. Smektala, G. Millot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, L. Brilland and N. Traynor. *Optics Express*, 16 (13), pp. 9398-9404 (2008).

**Résumé :** In this work, we investigate the Brillouin and Raman scattering properties of a Ge<sub>15</sub>Sb<sub>20</sub>S<sub>65</sub> chalcogenide glass microstructured single mode fiber around 1.55  $\mu$ m. Through a fair comparison between a 2-m long chalcogenide fiber and a 7.9-km long classical single mode silica fiber, we have found a Brillouin and Raman gain coefficients 100 and 180 larger than fused silica, respectively.

**P2 : Stretched fibre based dispersion compensating module for ultra high-speed telecommunication systems.** C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, J.-P. Couvercelle, M.-L. Leonard, E. Pincemin, F. Reynaud. *Electron. Lett.*, 44 (17), pp 1025-1027 (2008).

**Résumé :** In this work, the potential efficiency of a low-loss, tunable second- and third-order dispersion compensating module based on a stretched optical fibre for ultra high-speed telecommunication systems is analysed. Experimental results at a repetition rate of 640 GHz show that precise dispersion compensation could be achieved in the range of +0.038 ps/nm by means of an 11.3 cm maximum stretching of a 48 m long dispersion compensating fibre.

**P3 : All-fibered high-quality low duty-cycle 160-GHz femtosecond pulse source.** C. Fortier, B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, S. Pitois, and G. Millot. *Laser Phys. Lett.*, 5 (11), pp. 817-820 (2008).



**Résumé :** In this work, the potential efficiency of a low-loss, tunable second- and third-order dispersion compensating module based on a stretched optical fibre for ultra high-speed telecommunication systems is analysed. Experimental results at a repetition rate of 640 GHz show that precise dispersion compensation could be achieved in the range of +0.038 ps/nm by means of an 11.3 cm maximum stretching of a 48 m long dispersion compensating fibre.

**P4 : Practical design rules for ultra high-speed Dense Dispersion Management Telecommunication systems.** J. Fatome, C. Fortier, and S. Pitois. Optics Comm., Volume 282, Issue 7, pp. 1427-1434 (2009).

**Résumé :** In this work, we establish some efficient and practical design rules for the implementation of ultra-high speed (>160-Gbit/s) telecommunication systems based on dense dispersion management. Moreover, we analyze some of practical issues such as slope compensation scenario, polarization mode dispersion and chromatic dispersion fluctuations.

**P5 : Linear and nonlinear characterizations of chalcogenide photonic crystal fibers.** J. Fatome, C. Fortier, T. Nguyen, T. Chartier, F. Smektala, K. Messadd, B. Kibler, S. Pitois, G. Gadret, C. Finot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, G. Renversez, L. Brilland and N. Traynor. Journal of Lightwave Technology, 27 (11), pp. 1707-1715 (2009)..

**Résumé :** In this work, we investigate the linear and nonlinear properties of GeSbS and AsSe chalcogenide photonic crystal fibers. Through several experimental set-ups, we have measured the second- and third-order chromatic dispersion, the effective area, losses, birefringence, the nonlinear Kerr coefficient as well as Brillouin and Raman scattering properties.

**P6 : Multiple four wave mixing in optical fibers : 1.5-3.4-THz femtosecond pulse sources and real-time monitoring of a 20-GHz picosecond source.** J. Fatome, S. Pitois, C. Fortier, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz and E. Samain. Optics Comm., Volume 283, Issue 11, pp. 2425-2429 (2010).

**Résumé :** In this work, we report recent progress on the design of all-fibered ultra-high repetition-rate pulse sources for telecommunication applications around 1550 nm. The sources are based on the non-linear compression of an initial beat-signal through a multiple four-wave mixing process taking place into an optical fiber. We experimentally demonstrate real-time monitoring of a 20 GHz pulse source having an integrated phase noise of 6 10 P3P radian by phase locking the initial beat note against a reference RF oscillator. Based on this technique, we also experimentally demonstrate a well-separated high-quality 110 fs pulse source having a repetition rate of 2 THz. Finally, we show that with only 1.4 m of standard single mode fiber, we can achieve a twofold increase of the repetition rate, up to 3.4 THz, through the self-imaging Talbot effect. Experimental results are supported by numerical simulations based on the generalized non-linear Schrödinger equation.

**P7 : Strong infrared spectral broadening in low-loss As-S chalcogenide suspended core microstructured optical fibers.** 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. Optics Express, Vol. 18, Issue 5, pp. 4547-4556 (2010).

**Résumé :** In this work, we establish some efficient and practical design rules for the implementation of ultra-high speed (>160-Gbit/s) telecommunication systems based on dense dispersion management. Moreover, we analyze some of practical issues such as slope compensation scenario, polarization mode dispersion and chromatic dispersion fluctuations.

**P8 : Microstructured chalcogenide optical fibers from As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> glass : towards new IR broadband sources.** M. El-Amraoui, G. Gadret, J. C. Jules, J. Fatome, C. Fortier, F. Désévéday, I. Skripatchev, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, W. Gao, T. Suzuki, Y. Ohishi and F. Smektala Optics Express, *In press*.

**Résumé :** The aim of this paper is to present an overview of the recent achievements of our group in the fabrication and optical characterizations of As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> microstructured optical fibers (MOFs). Firstly, we study the synthesis of high purity arsenic sulfide glasses. Then we describe the use of a versatile process using mechanical drilling for the preparation of preforms and then the drawing of MOFs including suspended core fibers. Low losses MOFs are obtained by this way, with background level of losses reaching less than 0.5 dB/m. Optical characterizations of these fibers are then reported, especially dispersion measurements. The feasibility of all-optical regeneration based on a Mamyshev regenerator is investigated, and the generation of a broadband spectrum between 1 μm and 2.6 μm by femto second pumping around 1.5 μm is presented.

## A.2 Communications à des colloques à comités de lecture avec actes

### A.2.1 Présentations orales (le nom du conférencier est souligné) :

C1 : C. Fortier JED 2008 - Besançon -, 'Etude expérimentale des diffusions Brillouin et Raman dans une fibre chalcogénure microstructurée Ge<sub>15</sub>Sb<sub>20</sub>S<sub>65</sub>'.

C2 : C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, F. Smektala, G. Millot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, L. Brilland and N. Traynor, 'Experimental investigation of Brillouin and Raman scattering in a Ge<sub>15</sub>Sb<sub>20</sub>S<sub>65</sub> microstructured chalcogenide fiber', ECOC 2008 Brussels, paper Th.2.B.4.

C3 : C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, F. Smektala, G. Millot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, L. Brilland et N. Traynor, 'Etude expérimentale des diffusions Brillouin et Raman dans une fibre chalcogénure microstructurée Ge<sub>15</sub>Sb<sub>20</sub>S<sub>65</sub>', 27<sup>ème</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2008), 20-22 oct., Lannion, France.

C4 : F. Smektala, F. Desevedavy, J. Troles, P. Houizot, L. Brilland, N. Traynor, G. Renversez, T. Chartier, T. N. Nguyen, C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, invited paper, 'High third and second order nonlinearities of chalcogenide glasses and fibers for compact infrared non linear devices', IEEE LEOS Winter Topical Meeting on "Nonlinear Photonics", 14-16 January (2008), Sorrento, Italy.

C5 : C. Fortier, J. Fatome, C. Finot, B. Kibler, S. Pitois and G. Millot 'All-Fibered High-Quality Low Duty-Cycle 160-GHz', EOSAM 2008 Paris, paper TOM6, Mon.5.

C6 : Frédéric Smektala, Mohammed ElAmraoui, Coraline Fortier, Univ. de Bourgogne (France) ; Gilles Renversez, Univ. Aix Marseille III (France) ; Julien Fatome, Jean Charles Jules, Gregory Gadret, Sophie Salain, Univ. de Bourgogne (France) ; Johann Troles, Univ. de Rennes 1 (France) ; Laurent Brilland, PERFOS (France) ; Frederic Desevedavy, Univ. de Rennes 1 (France) ; Nick Traynor, PERFOS (France) 'Chalcogenide photonic crystal fibers : elaboration and non linear optical characterizations. Optics Optoelectronics , Conference 7357 - Proceedings of SPIE Volume 735720 -23 April 2009 Prague.

C7 : T.N. Nguyen, T. Chartier, Q. Coulombier, P. Houizot, L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, C. Fortier, J. Fatome et M. Thual 'Caractérisation d'une fibre optique ultra non-linéaire en verre de chalcogénure' 28<sup>ème</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2009), Juillet 6-9, Lille, France.

C8 : 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 on Optical Communication (ECOC 2009), Sept. 20-24, 2009, Vienne, Autriche.

C9 : T. N. Nguyen, T. Chartier, Q. Coulombier, P. Houizot, L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, C. Fortier, J. Fatome and M. Thual, 'Recent advances in chalcogenide holey fibres', COST 299, WG3, SG-FU, 09-11 sept, 2009., Wroclaw, Pologne.

C10 : J. Fatome, S. Pitois, **C. Fortier**, B. Kibler, C. Finot, G. Millot, C. Courde, M. Lintz and E. Samain. On recent progress in all-fibered pulsed optical sources from 20 GHz to 2 THz based on multiple four wave mixing approach. Paper Th.B2.2, ICTON Island of Saint Miguel, Azores, Portugal, Juin 2009.

C11 : H-T. Nguyen, **C. Fortier**, J. Fatome, G. Aubin et J-L. Oudar 'Caractérisation en intensité et en phase d'un régénérateur 2R à base d'absorbants saturables pour le très haut débit' 28<sup>ime</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2009), Juillet 6-9, Lille, France.

C12 : L. Brilland, P. Houizot, J. Troles, F. Désévéday, Q. Coulombier, J. Fatome, **C. Fortier**, F. Smektala, K. Messadd, B. Kibler, S. Pitois, G. Gadret, C. Finot, T. Nguyend, T. Chartier, M. Thual, G. Renversez, N. Traynor and J.L. Adam 'Recent progress on the realization of chalcogenides photonic crystal fiber' SPIE Photonic West, San Jose, USA, vol. 7212, Janvier 2009. (invited talk)

C13 : **C. Fortier** and J. Fatome. 'All-fibered high-quality 1.5-2 THz femtosecond pulse sources'. Paper CF9.2 FRI, CLEO, Munich, Allemagne, Juin 2009.

### A.2.2 Présentations par affiches :

A1 : J. Fatome, **C. Fortier**, and S. Pitois. 'Practical design rules for ultra high-speed Dense Dispersion Management Telecommunication systems', ECOC 2008 Brussels, paper P.4.1.

A2 : J. Fatome, **C. Fortier**, et S. Pitois, 'Règles de design pour les systèmes de télécommunication par fibre optique à très haut débit utilisant la gestion de la dispersion dense', 27<sup>ime</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2008), 20-22 oct., Lannion, France.

# Coraline FORTIER BALME

Doctorante en physique

*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB)*

*Faculté des Sciences Mirande*

*9 av. Alain Savary BP 47870*

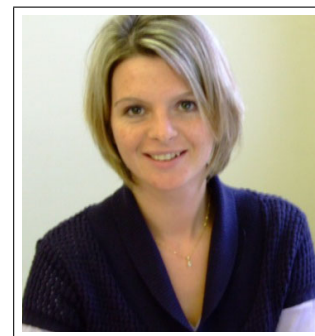
*21 078 DIJON Cedex*

*+33 (0)6.28.23.47.45*

*+33 (0)3.80.39.59.32*

*née le 4 Décembre 1980, Mariée, 1 enfant*

*✉ coraline.fortier@u-bourgogne.fr*



---

Page personnelle : <http://icb.u-bourgogne.fr/OMR/SLCO/Membres/Fortier.htm>

## Formation

- 2007–2010 **Doctorat Physique**, au sein de l'Institut Carnot de Bourgogne, Dijon (21), Fonctions optiques pour les transmissions par fibre à très haut débit (160-Gbit/s et plus).
- 2006–2007 **Master Recherche**, option opto-électronique, à l'Université des Sciences, Montpellier (34).
- 2003–2006 **IUP GEII**, option opto-électronique à l'Université des Sciences, Montpellier (34), Grade : Maître Ingénieur, major de promotion.
- 2001–2003 **BTS Génie optique**, option photonique au lycée Victor Bérard, Morez (39).
- 1999–2001 **Baccalauréat STI Génie Optique**, au lycée Victor Bérard, Morez (39), mention AB.
- 1997–1999 **BEP-CAP**, opticien lunetier monteur vendeur, au lycée Bérard, Morez (39).

## Expériences Professionnelles

- 2007-2010 **Doctorante en physique**, Institut Carnot de Bourgogne, Dijon.  
Développement de fonctions toutes optiques permettant les transmissions par fibre à très haut débit (160-Gbit/s et plus).
- Janvier à Juin 2007 **Stage Master Recherche**, Institut d'Electronique du Sud, Montpellier.  
Développement d'un laser monofréquence à 2.3 $\mu$ m (VeCSEL) pour la détection de gaz dans l'atmosphère.
- Février à Août 2006 **Stage d'IUP Optoélectronique**, chez Gavea Sensors au sein de l'Université Catholique (PUC), Rio de Janeiro.  
Développement d'un capteur à base de fibres optiques pour la mesure de courants élevés sur les lignes à hautes tensions.

Mai à Juillet 2003

**Stage de BTS Génie Optique Option Photonique**, au *Laboratoire de Chronométrie PiézoElectricité*, Besançon.

Développement d'un goniomètre à rayon X pour la mesure d'orientation cristalline.

---

## Activités de Recherche

- Lors des mes trois années de thèse, j'ai abordé divers sujets gravitant autour des fibres spéciales (hautement non-linéaire et chalcogénures microstructurées). L'une des premières approches fut de concevoir des sources cadencées à très haut débit (de 160GHz à 3.4THZ), basées sur des mélanges à quatre ondes multiples au sein de fibres hautement non-linéaires. La plus importante activité de ma thèse a été la caractérisation de fibres microstructurées chalcogénures (à 3 couronnes et à coeur supsendu) d'un point de vue, dispersion, coefficient non-linéaire, biréfringence, pertes linéiques, auto-modulation de phase, mais aussi, la diffusion Brillouin et Raman. J'ai également travaillé sur des régénérateurs tout optique, de type Mamyshev, ainsi que sur des fonctions optiques, tel qu'un module de compensation de dispersion à base d'une fibre à dispersion décroissante. Lors de ma thèse j'ai travaillé en collaboration avec Thierry Chartier et T. N. Nguyen sur diverses caractérisations des fibres chalcogénures et sur des régénérateurs tout optique type Mamyshev, et également avec Jean-Louis Oudar et H-T. Nguyen sur de la régénération 2R à base d'absorbants saturables.
- **Lauréate d'une bourse L'Oréal-Unesco-Académie des Sciences 2010** qui récompense chaque année 10 jeunes chercheuses en France pour leur travaux de recherche : <http://www.femmescience.fr/>

---

## Compétences Scientifiques

- **Conception** d'un banc de mesure de la dispersion par méthode interférométrique.
- **FROG** : Caractérisations d'impulsions courtes (ps, fs) en intensité et en phase.
- **Simulations numériques** (Matlab) de systèmes fibrés.
- **Fibres chalcogénures microstructurées** : manipulations et mesures des propriétés.
- **Mesures** : biréfringence, pertes linéiques, coefficient non-linéaire.
- **Caractérisation** de la diffusion Brillouin et Raman.

---

## Compétences informatiques

Simulation	Matlab, MultiSim, Langage C (notions)
Bureautiques	Microsoft Word, Excel, Powerpoint
Production Scientifique	LaTeX, Adobe Illustrator

---

## Langues

Anglais **Lu, écrit, parlé.**

Portugais **Parlé (Bonnes notions).**  
(Brésilien)  
Espagnol **(Notions).**

---

## Activités d'Enseignements

2007-2008 **Travaux pratiques électroniques (24h)**, *Université de Bourgogne*, Dijon.  
En Licence 1 de physique.

2008-2009 **Travaux pratiques circuits électroniques (40h)**, *Université de Bourgogne*,  
Dijon.  
En Licence 2 de physique, physique chimie.

2008-2009 **Travaux dirigés informatique (36h)**, *Université de Bourgogne*, Dijon.  
En Licence 3.

---

## Vulgarisation scientifique

2007-2009 **Expérimentarium**, *Université de Bourgogne*, Dijon.  
L'Expérimentarium est un programme de rencontres entre des jeunes chercheurs et  
le grand public (interventions auprès d'enfants à partir du cm2).  
Ma fiche : <http://www.u-bourgogne.fr/experimentarium/spip.php?article328>  
**Emission de radio**, *Radio Cultures Dijon*, Dijon, Présentation des fibres op-  
tiques et de leurs utilisations.

---

## Associatifs

- Vice-présidente en 2008 et Présidente en 2009 de l'Association du Troisième Cycle de Physique Bourguignon. Cette jeune association (loi 1901) regroupe doctorants, étudiants de Master, et ATER liés au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne.
- Secrétaire de la Société Française de Physique division Bourgogne-Franche-Comté.
- Représentation de l'association des doctorants dans divers conseils au sein de l'Institut Carnot de Bourgogne ( Conseil Laboratoire, Conseil de l'UFR, Conseil de département de physique).
- Participations aux journées "Faites de la Sciences".
- Organisation des Journées des Ecoles Doctorales à Dijon.

---

## Loisirs

Voyages Etats-Unis, Cuba, Espagne, Brésil, Angleterre, Italie, Allemagne.

Sport Natation, Yoga.

Nouvelles Technologies Abonnements à diverses revues : Science et Vie, Photonics Spectra, Reflets de la Physique.