

UNIVERSITE LILLE 1
SCIENCES ET TECHNOLOGIES

THESE DE DOCTORAT

présentée pour l'obtention du grade de
DOCTEUR EN SCIENCES de l'Université Lille 1

dans la spécialité :

Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère

par

Michel DOSSOU

**Les modes de résonance acoustique dans
les fibres optiques microstructurées -
Applications aux capteurs répartis**

soutenue le 07 avril 2011 devant le jury composé de:

M. Yves JAOUEN
M. Pierre FERDINAND
M. Jean RINGOT
M. Yves QUIQUEMPOIS
M. Georges WLODARCZAK
M. Pascal SZRIFTGISER

TELECOM ParisTech
CEA LIST
OSYRIS
Université Lille 1
Université Lille 1
Université Lille 1

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Président du jury
Directeur de thèse

Cette thèse a été réalisée d'octobre 2007 à octobre 2010 au sein du laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM), Unité Mixte de Recherche (UMR) 8523 du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) dirigée par le Professeur Georges WLODARCZAK. Elle se trouve dans les locaux de l'Unité de Formation et de Recherche (UFR) de Physique de l'Université Lille 1 (France).

Sous la direction de Pascal SZRIFGISER, j'ai été rattaché à l'équipe "Chaos quantique" du groupe "Atomes froids" et à l'Ecole Doctorale : Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement (SMRE).

La thèse a été cofinancée par le CNRS et la Région Nord Pas-de-Calais (France).

Résumé

Ce travail de thèse rassemble nos résultats d'étude sur l'utilisation des modes de résonance acoustique pour réaliser des capteurs répartis à base des fibres à cristaux photoniques (Photonic Crystal Fibres : PCF).

Tout d'abord, nous avons démontré qu'à l'heure actuelle, il est difficile voire impossible de mesurer en rétrodiffusion les modes acoustiques transverses dans une fibre optique. Ces modes dont la fréquence est inférieure à 2 GHz, ont été mesurés dans une boucle non linéaire sur une PCF, une fibre conventionnelle et une fibre à dispersion décalée. Les différents spectres montrent une dépendance à la structure transverse des fibres.

Ensuite, nous avons mis au point un réflectomètre Brillouin (Brillouin Optical Time Domain Reflectometer : BOTDR) permettant de suivre en temps réel le spectre Brillouin le long d'une fibre avec une résolution spatiale de l'ordre d'une dizaine de mètres. Il est particulièrement capable de discriminer différents modes présents dans le spectre Brillouin. La comparaison des spectrogrammes obtenus sur différentes structures transverses de fibres, confirme que l'existence de multiples Brillouin dans les PCF est liée au très petit cœur (dont le diamètre est de l'ordre de la longueur d'onde de mesure) de la fibre.

Enfin, toujours dans l'optique de mieux observer le spectre Brillouin réparti, nous avons développé un outil d'analyse Brillouin vectorielle permettant de cartographier avec précision les modes Brillouin hybrides grâce à la complémentarité du spectrogramme de phase. Les mesures réalisées sur une PCF dont le diamètre varie linéairement de 3,5 μm à 2,6 μm montrent un second mode Brillouin dont la fréquence varie à raison de -118,2 MHz/ μm .

Mots-clés : modes acoustiques, diffusion non linéaire, diffusion Brillouin, fibre à cristaux photoniques, mesures réparties, capteurs à fibres.

Abstract :

Acoustic modes in photonic crystal fibres for distributed optical fibres sensors applications.

This thesis deals with the results of our study on the use of acoustic resonance modes to achieve distributed sensors based on photonic crystal fibres (Photonic Crystal Fibres : PCF).

First, we demonstrated that at present it is difficult to measure backscattered transverse acoustic modes in an optical fibre. These modes whose frequency is below 2 GHz have been measured in a loop on a nonlinear PCF, a conventional fibre and a dispersion-shifted fibre. The different spectra show a dependence on the fibres cross section structure.

Then we developed a Brillouin reflectometer (Brillouin Optical Time Domain Reflectometer : BOTDR) to monitor in real time the Brillouin spectrum along a fibre with a spatial resolution of about a dozen meters. It is particularly capable of discriminating between different modes present in the Brillouin spectrum. Comparison of spectrograms obtained on different transverse structures, confirms that the existence of Brillouin multipoint on PCF is linked to the very small core (with a diameter of about the wavelength of measurement) of the fibre.

Finally, in order to better observe the distributed Brillouin spectrum, we have developed a vector Brillouin optical time domain analyzer for high-order acoustic modes to accurately map the Brillouin hybrid modes with the complementary phase of the spectrogram. The measurements taken on a PCF whose diameter varies linearly from 3.5 μm to 2.6 μm show a second Brillouin mode whose frequency varies as -118.2 MHz/ μm .

Keywords : acoustic modes, nonlinear optics, Brillouin scattering, photonic crystal fibres, distributed measurement, optical fibre sensors.

REMERCIEMENTS

Je remercie Pascal SZRIFTGISER de m'avoir fait confiance en me proposant ce sujet de thèse. Je tiens à souligner son rôle déterminant dans mon encadrement. Son acharnement au travail et sa disponibilité m'ont aidé dans la réussite de ce travail de recherche.

Travailler avec Denis BACQUET a été un réel plaisir ; il n'a ménagé aucun effort malgré les difficultés rencontrées. Je n'oublierai pas Marc LEPARQUIER pour notre brève collaboration.

Je remercie MM. Yves JAOUEN (TELECOM ParisTech), Pierre FERDINAND (CEA LIST), Jean RINGOT (OSYRIS), Georges WLODARCZAK (Université Lille 1) et Yves QUIQUEMPOIS (Université Lille 1) pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour avoir accepté d'être membres du jury de soutenance. Yves QUIQUEMPOIS m'a éclairé sur la compréhension de la propagation des ondes optiques dans les fibres micro-structurées. Nos nombreuses discussions ont été bénéfiques.

Toute la partie expérimentale de ce travail ne saurait être réalisée sans l'aide de l'atelier d'électronique que je remercie ici à travers Michel GAMOT et Hervé DAMART.

J'adresse mes amitiés aux anciens thésards Ludo, Maxence, Clément, Adriana et François ainsi qu'aux autres thésards Sébastien, Nicolas, Paul, Vincent, Béatrice, Nazek, Matthias, Benoît, Imane et Mamadou. Je n'oublie pas Saliya, Jean-françois, Ihsan, Hicham, Manu, Florent et Quentin.

L'occasion m'a été offerte durant ces années de recherche de participer aux enseignements universitaires tout d'abord sous la direction de Nicole SEMMOUD à Télécom Lille 1 et ensuite avec Brigitte POUILLY à l'Institut Universitaire de Technologie A (IUT) de Lille 1. Je tiens à les remercier pour la confiance qu'elles m'ont accordée et la bonne ambiance de travail.

La vie nous réserve de belles surprises. En effet, toute cette belle aventure a débuté

le jour où l'un de mes anciens professeurs Monsieur André GOFFIN me mit en contact avec Pascal SZRIFTGISER pour un stage de fin d'études d'ingénieur dans son laboratoire, c'était en septembre 2006 ! C'est pour cela, que je tiens à remercier très sincèrement Monsieur André GOFFIN pour sa vision, sa disponibilité, le savoir qu'il m'a transmis et ses conseils. Qu'il en soit honoré et accepte mes excuses si tout ne s'est pas passé de façon idéale.

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur Louis de STRYCKER.

Je pense à tous ces visages anonymes de France, Belgique, Allemagne et du Bénin qui m'ont soutenu tout au long de ces années.

L'ensemble de ces recherches a été financièrement soutenu par le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) et la Région Nord-Pas de Calais. Je ne saurais les oublier !

Je remercie également Gisèle Lila MIYAGOU, doctorante en géographie à Lille 1, avec qui j'ai partagé des centaines de repas du midi au restaurant universitaire. Nos conversations pour réformer le monde me restent en esprit.

A toi ma sœur, Yvette DOSSOU qui m'a supporté (oh que mes caprices étaient nombreux, . . .), mes soucis t'ont sans doute agacée. Merci d'avoir été là car la cuisine que tu faisais m'a donné beaucoup d'énergie.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	v
Liste des figures	xiv
Liste des tableaux	xvii
Liste des acronymes	xix
Liste des symboles	xxiii
Introduction Générale	1
Bibliographie	4
1 Les fibres à cristaux photoniques	7
1.1 Bref aperçu de la fibre optique	8
1.2 Les fibres à cristaux photoniques	10
1.2.1 La propagation par réflexion totale interne modifiée	13
1.2.2 La propagation par bande interdite photonique	16
1.2.3 La présentation des PCF utilisées	17
1.2.4 Les paramètres importants des PCF	20
1.2.4.1 L'indice de réfraction	21
1.2.4.2 L'atténuation	22
1.2.4.3 L'aire effective optique	23
1.2.4.4 L'ouverture numérique	24
1.2.4.5 La fréquence normalisée	26
1.2.4.6 La dispersion	30
1.2.4.7 Les interactions onde-matière	32
1.2.5 Les applications des PCF	38
1.3 Modélisation des fibres à cristaux photoniques	38
1.4 Techniques d'épissures des fibres microstructurées	40
1.5 Conclusion	44

Bibliographie	45
2 La diffusion Brillouin et les modes de résonance acoustique	49
2.1 Généralités	50
2.2 La diffusion Brillouin et les modes longitudinaux	51
2.2.1 La diffusion Brillouin spontanée	52
2.2.2 La diffusion Brillouin stimulée	53
2.2.2.1 Les mécanismes mis en jeu	53
2.2.2.2 L'électrostriction	57
2.2.2.3 La puissance de seuil Brillouin	59
2.3 Les modes transverses	61
2.3.1 Les modes radiaux R_{om}	63
2.3.2 Les modes torsio-radiaux TR_{2m}	64
2.4 Les modes acoustiques transverses dans les PCF.	66
2.5 Mesures des modes acoustiques transverses	70
2.5.1 En direct	71
2.5.1.1 Banc expérimental	71
2.5.1.2 Résultats	73
2.5.2 Dans une boucle non linéaire	74
2.5.2.1 Fondement théorique	74
2.5.2.2 Banc expérimental	76
2.5.2.3 Résultats	76
2.6 Conclusion	78
Bibliographie	79
3 Réflectométrie Brillouin basée sur les modes acoustiques guidés	83
3.1 Etat de la matière en réflectométrie	84
3.1.1 La résolution spatiale	86
3.1.2 La fréquence de répétition des impulsions	86
3.1.3 Les variantes d'OTDR	86
3.2 Réflectométrie Brillouin (BOTDR)	88
3.2.1 Principe de fonctionnement	88
3.2.1.1 Schéma de principe	88
3.2.1.2 Caractéristiques de l'impulsion	89
3.2.2 Dispositifs expérimentaux	90
3.2.2.1 Réglage du modulateur électro-optique	91
3.2.2.2 Préparation du signal avant la fibre testée	92
3.2.2.3 Le signal rétrodiffusé	92
3.2.3 Analyse de données	95
3.2.3.1 La fréquence d'échantillonnage	97
3.2.3.2 La fenêtre de temps	97
3.2.4 Résultats expérimentaux des mesures en réflectométrie	99
3.2.4.1 Sur deux fibres SMF en cascade	100
3.2.4.2 Sur SMF de 2,2km	102
3.2.4.3 Contrôle du montage : mesures en continu	103
3.2.4.4 Sur DSF	106
3.2.4.5 Sur PCF T452A	109
3.2.4.6 Etude de l'influence de τ sur les résultats	110
3.2.4.7 Obstacles de mesure	112

3.3	Réflectométrie Brillouin à base de modes hybrides	113
3.3.1	Amélioration du montage avec l'utilisation de deux diodes	115
3.3.2	Résultats expérimentaux	118
3.3.2.1	Sur DSF	119
3.3.2.2	Sur PCF	120
3.4	Avantages et faiblesses du BOTDR	124
3.4.1	Avantages	124
3.4.2	Faiblesses	124
3.4.2.1	Limitations en résolutions spatiale et en fréquence	125
3.4.2.2	Limitations en puissance retour Brillouin / Seuil Brillouin	125
3.4.2.3	Limitations de la fréquence de répétition des impulsions	125
3.5	Conclusion	125
	Bibliographie	127
4	Analyse Brillouin basée sur les modes acoustiques guidés	131
4.1	L'analyse Brillouin (BOTDA)	132
4.1.1	Principe	133
4.1.2	Différents types de BOTDA	134
4.1.2.1	Cas a) : BOTDA avec amplification de la sonde	134
4.1.2.2	Cas b) : BOTDA avec atténuation de la sonde	134
4.2	BOTDA vectoriel	135
4.2.1	Principe de fonctionnement	135
4.2.2	Dispositifs expérimentaux	138
4.2.3	Analyse de données	140
4.2.4	Résultats expérimentaux	141
4.3	Les applications	145
4.3.1	Présentation de la PCF à diamètre variable	145
4.3.2	Variation de la fréquence en fonction du diamètre	145
4.4	Conclusion	147
	Bibliographie	149
	Conclusion et Perspectives	151
	Bibliographie	153
	Liste des publications	155
	Liste des revues	159

LISTE DES FIGURES

1.1	Les différentes parties d'une fibre optique.	9
1.2	Les bandes interdites en électronique.	10
1.3	La périodicité dans un cristal photonique.	11
1.4	La couleur des papillons et la structure de leurs ailes.	12
1.5	L'importance de la microstructure sur la couleur de certains papillons.	12
1.6	La réflexion totale interne.	14
1.7	La section transverse d'une fibre optique microstructurée.	15
1.8	Schéma de l'aire effective (pour une fibre à saut d'indice).	24
1.9	Schéma du cône d'ouverture pour une fibre à saut d'indice.	25
1.10	L'évolution de V en fonction de Λ/λ pour une valeur de d/Λ fixée.	28
1.11	L'évolution de V en fonction de λ/Λ pour une valeur de d/Λ fixée.	28
1.12	L'évolution de V en fonction de d/Λ pour une valeur de λ/Λ fixée.	28
1.13	Le diagramme de phase d'une PCF.	28
1.14	Détermination de la zone de "multimodalité" pour une valeur de λ/Λ fixée.	29
1.15	Les processus de diffusion.	33
1.16	Le mécanisme de la diffusion stimulée.	37
1.17	La structure d'une PCF avant le maillage.	39
1.18	Le mode optique fondamental dans une PCF.	39
1.19	L'image de la soudeuse.	40
1.20	L'image des électrodes de la soudeuse.	40
1.21	Le coefficient de transmission et les pertes d'épissures.	41
1.22	La configuration pour une épissure directe.	42
1.23	La configuration pour une épissure indirecte.	42
1.24	Les pertes d'épissures pour quelques PCF.	42
1.25	La vue de plan vertical de deux fibres parfaitement alignées pour l'épissure.	42
1.26	L'épissure de la fibre UHNA4 à une SMF : étape d'alignement.	43
1.27	L'épissure de la fibre UHNA4 à une SMF.	43
1.28	L'épissure de la fibre UHNA4 à la PCF T625B.	44
1.29	L'épissure de la fibre UHNA4 à la PCF T510A.	44

2.1	Les modes acoustiques longitudinaux.	52
2.2	a) Interaction entre les trois ondes. b) Illustration de la <i>condition de Bragg</i>	54
2.3	La courbe de gain Brillouin.	56
2.4	Schéma de l'effet de "boucle" de la diffusion Brillouin [31].	59
2.5	Les modes acoustiques transverses.	61
2.6	La section transverse d'une fibre optique.	62
2.7	L'image au MEB de la PCF T452A.	66
2.8	Courbe d'estimation de v_T	68
2.9	L'interaction acousto-optique.	70
2.10	Liste des symboles utilisés dans les schémas.	71
2.11	Montage de mesure des modes TR_{2m} en direct.	72
2.12	Calibrage de la DFB utilisée.	72
2.13	Représentation de la boucle non linéaire.	74
2.14	Montage expérimental pour la mesure des modes TR_{2m}	76
2.15	Observation des modes TR_{2m} dans une fibre photonique de gros cœur.	76
2.16	L'image au MEB de la PCF T452A.	76
2.17	Observation des modes TR_{2m} dans une fibre standard.	77
2.18	Niveau de bruit de l'analyseur de spectre électrique.	77
3.1	Schéma de principe d'un réflectomètre OTDR standard.	85
3.2	Le schéma de principe du BOTDR.	88
3.3	Le schéma du circulateur.	89
3.4	Le dispositif expérimental pour la réflectométrie Brillouin.	91
3.5	Le schéma de l'hétérodynage	93
3.6	Montage d'une source micro-onde de 10,4 GHz.	93
3.7	Signal micro-onde avant doublage.	94
3.8	Signal micro-onde après doublage.	94
3.9	Signal micro-onde après amplification.	95
3.10	Représentation temporelle de la somme de deux sinusoïdes.	96
3.11	Représentation fréquentielle de la somme de deux sinusoïdes.	96
3.12	Représentation temporelle d'un signal de fréquence variable.	96
3.13	Représentation fréquentielle d'un signal de fréquence variable.	96
3.14	Représentation temporelle d'un signal de fréquence variable.	97
3.15	Représentation fréquentielle d'un signal de fréquence variable.	97
3.16	L'interface graphique du logiciel.	99
3.17	Les étapes de l'analyse de données.	99
3.18	Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées.	100
3.19	Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées.	101
3.20	La trace à l'oscilloscope du signal Brillouin rétrodiffusé	102
3.21	Spectrogramme sur une SMF de 2,2 km	102
3.22	Amplitude du signal rétrodiffusé après l'application de la TF	103
3.23	Moyennage sur le spectrogramme de la figure 3.21	103
3.24	Spectrogramme sur une SMF de 2,2 km.	103
3.25	Même mesure qu'à la figure 3.24	103
3.26	Dispositif pour la mesure en continu des modes acoustiques guidés.	104
3.28	La diffusion des modes acoustiques guidés créée par la diffusion Brillouin.	104
3.27	Observation à l'OSA des ondes rétrodiffusées.	105
3.29	Observation en continu des fréquences de battement.	106

3.30	Observation du spectre de la DSF dans une boucle non linéaire.	106
3.31	Une des possibilités des positions relatives sur l'axe des fréquences.	106
3.32	Dispositif pour la mesure en réflectométrie des modes de battement Brillouin.	107
3.33	Mesure de réflectométrie sur 500 m de DSF.	107
3.34	Mesure de réflectométrie sur 500 m de DSF.	108
3.35	Spectrogramme sur la DSF dont une portion chauffée.	109
3.36	Même mesure qu'à la figure 3.35, sans chauffage.	109
3.37	Spectrogramme sur la T452A précédée de 100 m de SMF.	109
3.38	Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées.	110
3.39	Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées.	110
3.40	Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF.	111
3.41	Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF.	111
3.42	Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF.	111
3.43	Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF.	111
3.44	Automodulation de phase.	112
3.45	Automodulation de phase	112
3.46	Automodulation de phase.	113
3.47	Automodulation de phase.	113
3.48	Convention des positions relatives des différents modes Brillouin.	115
3.49	Les différentes possibilités des positions relatives des modes Brillouin. . . .	116
3.50	Le dispositif expérimental utilisant deux diodes sans le synthétiseur.	117
3.51	Le schéma de la branche "Modes Brillouin" de la figure 3.50.	117
3.52	Schéma des positions relatives des fréquences des deux diodes lasers.	118
3.53	Mesure du signal rétrodiffusé Rayleigh dans une DSF.	118
3.54	Mesure du signal d'automodulation de phase dans une DSF.	118
3.55	Mesure du spectre Brillouin dans une DSF	119
3.56	Mesure du spectre Brillouin dans une DSF.	120
3.57	Observation des modes de battement Brillouin.	120
3.58	L'image au MEB de la section transverse de la PCF T794A.	121
3.59	La mesure en réflectométrie du mode fondamental Brillouin dans la T794A.	121
3.60	L'image au MEB de la PCF T794B.	121
3.61	La mesure en réflectométrie du mode fondamental Brillouin dans la T794B.	122
3.62	L'observation d'un deuxième mode Brillouin dans la PCF T794B	122
3.63	Les images au MEB des sections transverses de la PCF T510A.	123
3.64	Spectre Brillouin pour un décalage de 10,96 GHz.	123
3.65	Spectre Brillouin pour un décalage de 8,5 GHz.	123
3.66	Les images au MEB des sections transverses de la PCF T510B.	124
3.67	Spectre Brillouin pour un décalage de 11,3 GHz.	124
3.68	Spectre Brillouin mesuré sur la PCF T510B avec une seule diode	124
3.69	L'état de dégradation progressive du connecteur de fibre.	125
4.1	Schéma de principe du BOTDA : amplification de la source continue.	133
4.2	Schéma de principe du BOTDA : atténuation de la source continue.	135
4.3	Addition des deux fréquences de pilotage du modulateur de phase.	136
4.4	Spectre obtenu après la double modulation de phase	137
4.5	Spectre optique lors de l'interaction Brillouin.	137
4.6	Schéma du montage du BOTDA.	138
4.7	Spectrogramme d'intensité obtenu sur une fibre DSF de 300 m de longueur.	141

4.8	Spectrogramme de phase obtenu sur une fibre DSF de 300 m de longueur. .	141
4.9	Spectrogramme d'intensité obtenu sur une fibre SMF.	142
4.10	Spectrogramme de phase obtenu sur une fibre SMF.	142
4.11	Spectrogrammes d'intensité et de phase.	142
4.12	Sections des spectrogrammes d'intensité et de phase.	143
4.13	Illustration de la variation de diamètre dans la PCF T711B.	145
4.14	L'image au MEB de l'extrémité de plus grand diamètre de la PCF T711B.	146
4.15	L'image au MEB de l'extrémité de plus petit diamètre de la PCF T711B.	146
4.16	Spectrogramme d'intensité obtenu sur la PCF T711B.	146
4.17	Spectrogramme d'intensité obtenu sur la PCF T711B.	147
4.18	Spectrogramme de phase obtenu sur la PCF T711B.	147
4.19	Spectrogramme d'intensité obtenu avec un zoom sur le second mode	147
4.20	Spectrogramme de phase obtenu sur le second mode de la PCF T711B. . .	147

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Les différentes catégories de fibres microstructurées.	13
1.2	La comparaison des deux mécanismes de propagation dans les PCF.	17
1.3	Les images au MEB des sections transverses des PCF à gros cœur.	18
1.4	Les images au MEB des sections transverses des PCF à gros cœur utilisées	19
1.5	Les images au MEB des sections transverses des PCF à petit cœur utilisées.	20
1.6	Les coefficients empiriques de modélisation des PCF.	22
1.7	Les paramètres des PCF utilisées à $\lambda = 1550$ nm.	30
1.8	La comparaison des diffusions non linéaires.	37
1.9	Le résumé des principaux effets non linéaires.	37
1.10	Les applications des PCF.	38
1.11	Les caractéristiques des fibres d'adaptation utilisées.	42
1.12	Les pertes d'épissures entre une SMF et les fibres d'adaptation UHNAX. .	43
1.13	Les pertes d'épissures entre la fibre UHNA4 et des PCF.	43
2.1	Les propriétés mécaniques de la fibre en silice.	52
2.2	Les fréquences et longueurs d'onde des dix premiers modes radiaux.	64
2.3	Les fréquences des dix premiers modes torsio-radiaux.	65
2.4	Les propriétés de la fibre T452A.	67
2.5	Fréquences des modes R_{om} et TR_{2m} dans la PCF T452A	68
2.6	Comparaison entre les fréquences calculées et mesurées des modes TR_{2m} .	69
3.1	Les erreurs liées au choix des fenêtres de temps.	98
3.2	Paramètres de mesure.	100
3.3	Paramètres de traitement des données.	100
3.4	Paramètres de mesure.	101
3.5	Paramètres de traitement des données.	101
3.6	Paramètres de mesure.	102
3.7	Paramètres de traitement des données.	102
3.8	Paramètres de mesure.	108
3.9	Paramètres de mesure.	109

LISTE DES ACRONYMES

ASE	amplified spontaneous emission
BOFDA	Brillouin optical frequency domain analysis
BOTDA	Brillouin optical time domain analysis
BOTDR	Brillouin optical time domain reflectometry/reflectometer
CW	continuous wave
DBS	diffusion Brillouin stimulée
DFB	distributed feedback laser
DSF	dispersion-shifted fibre
EDFA	erbium doped fibre amplifier
FSM	fundamental space-filling mode
FWHM	full-width half-maximum
FWM	four wave mixing
GAWBS	guided acoustic wave Brillouin scattering pour l'information et la communication avancée
LIDAR	light detection and ranging
LPA	low power amplifier
MASER	microwave amplification by stimulated emission of radiation
MEB	microscope électronique à balayage
MP	modulateur de phase
NA	numerical aperture
OFDM	orthogonal frequency-division multiplexing
OFDR	optical frequency domain reflectometry
OSA	optical spectrum analyser
OTDR	optical time domain reflectometry/reflectometer
PCF	photonic crystal fibre
PC	polarization controller

PLL	phase-locked loop
PM	power meter
RF	radio frequency
RoF	radio over fibre
SRF	spectrum radio-frequency
SBS	stimulated Brillouin scattering
SMF	single mode fibre
TF	transformée de Fourier
VHF	very high frequency

LISTE DES SYMBOLES

Symboles Signification

a_{eff}	Le rayon effectif du cœur d'une fibre microstructurée
A_{eff}	L'aire de la section effective de la fibre
c	La vitesse de la lumière (dans le vide)
d	Le diamètre des trous de la gaine photonique
D	La dispersion chromatique
$\vec{E}$	Le vecteur champ électrique
E	L'amplitude du champ électrique
E	Le module de <i>Young</i>
f	La fréquence de l'onde optique
f_a	La fréquence de l'onde acoustique
f_{bat}	La fréquence de battement
f_B	La fréquence Brillouin
f_{LO}	La fréquence du synthétiseur
f_o	La fréquence du laser
f_r	La composante radiale de la force d'électrostriction
f_r	La fréquence de répétition des impulsions
f_ϕ	La composante angulaire de la force d'électrostriction
f_s	La fréquence de l'onde Stokes
f_m^R	La fréquence du mode radial d'ordre m de l'onde acoustique transverse
f_m^{TR}	La fréquence du mode torsio-radial d'ordre m de l'onde acoustique transverse
F	L'intensité de la distribution du mode de champ électrique
F_s	La fréquence d'échantillonnage
F_{sweep}	La fréquence de balayage
g	L'exposant du profil d'indice (pour une fibre conventionnelle)
g_B	Le coefficient de gain Brillouin
h	La constante de <i>Planck</i>

$\hbar$	La constante normalisée de <i>Planck</i>
I_p	L'intensité du champ électrique de l'onde de pompe
I_s	L'intensité du champ électrique de l'onde de sonde
J_n	La fonction de Bessel de première espèce d'ordre n
k	Le nombre d'onde
$k_{\perp}$	La composante transverse du nombre d'onde
$\vec{k}_a$	Le vecteur d'onde acoustique (onde diffusée)
$\vec{k}_i$	Le vecteur d'onde optique incidente
$\vec{k}_p$	Le vecteur d'onde de pompe (onde incidente)
$\vec{k}_s$	Le vecteur d'onde de sonde (onde diffusée)
L_{eff}	La longueur effective d'interaction de la fibre
LO	La fréquence de l'oscillateur local
n	L'indice de réfraction
n_0	L'indice de réfraction induit
n_c	L'indice de réfraction du cœur de la fibre
n_{eff}	L'indice effectif de mode
n_g	L'indice de réfraction de la gaine (pour une fibre conventionnelle)
n_{FSM}	L'indice de réfraction de la gaine (pour une fibre à cristaux photoniques)
N	Le nombre de modes de propagation
$Nfft$	Le nombre de points échantillonnés sur lesquels sera appliquée la fenêtre
$Nframe$	Le nombre de blocs de points échantillonnés utilisés dans le traitement des données
NA	L'ouverture numérique
p_{12}	Le coefficient longitudinal élasto-optique
$\mathcal{P}$	L'amplitude du vecteur de polarisation
P_{in}	La puissance optique en entrée de fibre
P_L	La puissance optique en sortie d'une fibre de longueur L
P_{max}	La puissance maximale de l'onde optique
P^{cr}	La puissance de seuil Brillouin
P_c	La puissance crête de l'impulsion
P_o	La puissance de l'impulsion lumineuse
P_p	La puissance spectrale
r	Le rayon du cœur d'une fibre conventionnelle
P_r	La puissance du signal rétrodiffusé
P_s	La puissance de la sonde
r	La distance à l'axe de symétrie de la fibre
R	Le coefficient de réflexion en intensité (dans un coupleur optique)
$\vec{r}$	Le vecteur-position
t	Le temps
T	La température
T	Le coefficient de transmission de puissance (lors d'une épissure)
T_B	La durée de vie des phonons
V	La fréquence normalisée
v_g	La vitesse de groupe de l'impulsion lumineuse
v_L	La vitesse de l'onde acoustique longitudinale
v_T	La vitesse de l'onde acoustique de cisaillement
w	Le rayon de mode

y_m	La racine de rang m dans la résolution des équations de Bessel
z	La position
α	Le coefficient d'affaiblissement en unités logarithmiques
β	La constante de propagation
$\vec{\beta}$	Le vecteur d'onde acoustique
γ	Le facteur de polarisation
Δ	La différence relative d'indice
Δf_B	La largeur spectrale à mi-hauteur de l'onde Stokes
Δf_p	La largeur spectrale à mi-hauteur de l'onde de pompe
$\Delta\rho$	La variation de la densité
Δn	La biréfringence de phase ou modale
Δz_{num}	La résolution spatiale numérique
ϵ_0	La permittivité du vide (constante diélectrique)
ϵ	La permittivité du milieu
λ	La longueur d'onde optique
λ_L	La longueur d'onde acoustique longitudinale
κ	Le quotient de surface d'air d'une fibre microstructurée
λ_p	La longueur d'onde de pompe
Λ	La distance inter-trous dans la gaine photonique
ν	Le coefficient de <i>Poisson</i>
ω	La pulsation de l'onde optique
ρ	La densité du matériau
φ	Le déphasage
Φ	L'angle d'incidence sur le dioptré cœur-gaine
Θ	L'angle entre les deux vecteurs d'onde optique
Π	Le rapport de couplage du coupleur optique
ε	Le coefficient de perte due au coupleur
Γ	Le coefficient de transmission en intensité (dans un coupleur optique)
τ	La durée de l'impulsion

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les systèmes de transmission classiques basés sur le principe de l'optique linéaire trouvent leur limite physique dans les phénomènes de dispersion et de non-linéarité d'une part et les vitesses de commutation et de modulation des composants optoélectroniques d'autre part. Ainsi, de nouveaux dispositifs photoniques fondés sur les principes de l'optique non linéaire et de l'optique quantique ont vu le jour : l'optique linéaire a vu, ces dernières années, son champ d'application se restreindre au profit de celui de l'optique non linéaire.

La demande de plus en plus croissante de bande passante pour les télécommunications a conduit au développement rapide de la photonique. La fibre optique et ses applications ont connu un développement spectaculaire. Cela concerne des secteurs aussi variés que les télécommunications optiques, le micro-usinage, la biologie, le médical, ou encore les capteurs qui nous intéressent plus particulièrement dans cette thèse. Sous certaines conditions, la photonique tire aujourd'hui largement profit des non-linéarités de la fibre. La grande longueur d'interaction de la fibre, permet d'atteindre une meilleure efficacité non linéaire. Par exemple, l'automodulation de phase engendrée par l'effet Kerr est exploitée de manière utile pour compenser la dispersion chromatique de la fibre. La diffusion Brillouin stimulée (DBS), est un phénomène non linéaire très étudié dans les fibres. En effet, c'est en 1922 que Léon Brillouin a exposé pour la première fois, dans un article des Annales de physique [1], les limites de la transmission de la lumière à travers un corps transparent.

En injectant dans la fibre une puissance optique supérieure au seuil à partir duquel la fibre ne se comporte plus comme un milieu linéaire, une fraction du signal injecté est rétrodiffusée. Lorsque cette rétrodiffusion est due à l'agitation thermique des particules constituant le milieu de propagation, on parle de l'effet **Brillouin**.

Cet effet a conduit à la réalisation d'amplificateurs optiques et de lasers fibrés Brillouin sans oublier le domaine des capteurs optiques répartis réalisés au moyen de fibres optiques en silice. Il est en effet possible d'utiliser la fibre optique pour la mesure de différentes grandeurs physiques comme la température, la déformation, la composition chimique de l'environnement ; et bien d'autres encore à partir de la lumière rétrodiffusée.

La plupart des capteurs utilisant l'effet Brillouin exploitent les modes acoustiques longitudinaux qui se propagent le long de la fibre. Lors de leur interaction avec l'onde optique incidente, naît une onde optique diffusée dont les propriétés dépendent de celles de la fibre. Les modes longitudinaux font partie de la famille plus large des *modes de résonance acoustique*. Cependant, si l'on en juge de par le très faible volume de publications, très peu d'études ont été réalisées sur les modes acoustiques transverses qui eux, se propagent dans la section de la fibre en sondant sa gaine. Ces modes acoustiques transverses affectent la dynamique des lasers à fibres [2, 3] et limitent certaines expériences quantiques [4]. Toutefois, mieux les comprendre ainsi que leur interaction avec une onde optique guidée, pourrait conduire par exemple à fabriquer de nouveaux types de capteurs capables de mesurer les déformations latérales sur la fibre. Ce genre de capteurs peut être utilisé en génie civil par exemple dans la surveillance d'ouvrages d'art faits de béton. C'est l'une des raisons pour lesquelles l'étude de ces modes nous intéresse particulièrement dans cette thèse.

L'apparition, de surcroît, des fibres à cristaux photoniques, permet aujourd'hui, d'envisager la création de composants dont la dispersion chromatique est ajustable. Ces fibres qui sont constituées de trous, offrent un plus large éventail de possibilités de design des fibres pour des propriétés précises définies a priori. Le confinement très important de l'onde lumineuse dans leur cœur ajoute de belles perspectives au champ, par ailleurs déjà étendu, des applications de l'optique non linéaire dans les fibres optiques.

En outre, les fibres microstructurées à bandes interdites photoniques laissent passer certaines fréquences au détriment d'autres et se comportent donc comme des filtres optiques. Elles peuvent théoriquement se comporter aussi comme un filtre acoustique si les faibles dimensions de la structure sont techniquement réalisables.

L'objectif de cette thèse est d'une part, d'étudier dans les fibres à cristaux photoniques, les modes de résonance acoustique, longitudinaux et transverses. D'autre part, nous analysons la possibilité de les mesurer en rétrodiffusion afin d'exploiter leurs propriétés dans la mise au point de capteurs répartis. En plus des possibles applications de capteurs, les résultats de cette thèse satisferont de prime abord, à un besoin local au sein de notre laboratoire. En effet, nous disposons d'une tour de fibrage qui fabrique des fibres microstructurées destinées à la recherche. Actuellement, la mesure de l'homogénéité de la structure de la section le long de la fibre se fait a posteriori c'est-à-dire une fois que la fibre est fabriquée. L'idée serait de mettre en place un dispositif pouvant permettre de mesurer et de corriger l'homogénéité de la structure de la section de fibre durant sa fabrication par un principe d'asservissement.

Le présent manuscrit de thèse se range dans le domaine de l'exploitation, par les capteurs optiques répartis, de la diffusion Brillouin stimulée.

Ce travail se répartit comme suit.

Le chapitre 1 présente les fibres à cristaux photoniques en soulignant leurs atouts par rapport aux fibres conventionnelles. Leur origine et les différents types de propagation dans ces fibres à savoir par réflexion totale interne modifiée et par bande interdite photonique sont exposés. Nous présentons ensuite quelques-unes des fibres microstructurées que nous avons utilisées. Il s'agit de fibres utilisant la propagation par réflexion totale interne modifiée.

Dans ce chapitre, nous présentons également la manière dont nous vérifions le caractère monomodal optique de nos fibres microstructurées. Une section a été consacrée à la modélisation des fibres microstructurées et les différentes techniques d'épissures.

Le chapitre 2 est consacré à l'étude de l'interaction acousto-optique dans les fibres optiques. La diffusion Brillouin très étudiée dans la littérature, fera l'objet d'une attention particulière. Les différents paramètres impliqués dans cette interaction seront exposés. A travers l'étude des modes acoustiques transverses, nous montrerons l'influence de la polarisation de l'onde optique incidente sur l'excitation des différents types de modes acoustiques transverses. Nous proposons également des pistes à explorer pour le calcul et l'estimation des fréquences des modes acoustiques transverses dans les fibres à cristaux photoniques. Pour ce faire, nous faisons tout d'abord l'état de l'art sur les modes acoustiques en général puis sur les modes acoustiques transverses dans les fibres microstructurées en particulier.

Réaliser des capteurs répartis peut se faire par l'utilisation des techniques de réflectométrie.

Le chapitre 3 s'intéresse donc à l'une des techniques de réflectométrie utilisant la diffusion non linéaire Brillouin. Il s'agit du BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry). En commençant par une présentation du principe de réflectométrie et de ses variantes, nous nous attarderons sur la réflectométrie Brillouin. Le banc expérimental que nous avons développé sera détaillé puis comparé au principe du BOTDR classique. Afin de valider ce banc, plusieurs mesures seront réalisées sur la fibre à dispersion décalée (Dispersion-Shifted Fibre) en raison de la richesse de son spectre Brillouin. Ensuite, les différentes techniques de traitement de signal utilisées pour extraire les informations de nos mesures, seront détaillées.

Comme toute technique, le BOTDR présente des limites. C'est la raison pour laquelle nous consacrons le chapitre suivant à une autre technique qu'est l'analyse Brillouin.

Le chapitre 4 expose les techniques que nous avons utilisées pour pallier les problèmes liés au BOTDR. Nous avons développé un nouvel outil d'analyse Brillouin BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis) optimisé pour observer avec précision les modes de gaine Brillouin. D'une part, des puissances relativement faibles sont suffisantes pour l'analyse Brillouin puisque nous utilisons une technique pompe-sonde nécessitant l'utilisation des deux extrémités de la fibre. D'autre part, ce nouvel outil permet une analyse vectorielle complète des modes Brillouin puisque nous utilisons aussi la partie imaginaire des signaux démodulés. Grâce à cet outil, la dépendance des modes acoustiques dans une fibre microstructurée par rapport à la variation de son diamètre de cœur a été démontrée.

Bibliographie

- [1] L. Brillouin, “Diffusion de la lumière et des rayons par un corps transparent homogène.” *Ann. Phys.*, no. 17, pp. 88–122, 1922.
- [2] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, “Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser,” *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 21, pp. 1860–1861, 1993.
- [3] E. Picholle and A. Picozzi, “Guided-acoustic-wave resonances in the dynamics of a stimulated Brillouin fiber ring laser,” *Opt. Commun.*, vol. 135, no. 4–6, pp. 327–330, 1997.
- [4] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer, “Guided acoustic-wave Brillouin scattering,” *Phys. Rev. B*, vol. 31, no. 8, pp. 5244–5252, 1985.

CHAPITRE

1

LES FIBRES À CRISTAUX PHOTONIQUES

In the longer term, Photonic Crystal Fibres (PCF) could become the vehicle of choice in long-haul optical communications networks.

Philip Russell

Sommaire

1.1	Bref aperçu de la fibre optique	8
1.2	Les fibres à cristaux photoniques	10
1.2.1	La propagation par réflexion totale interne modifiée	13
1.2.2	La propagation par bande interdite photonique	16
1.2.3	La présentation des PCF utilisées	17
1.2.4	Les paramètres importants des PCF	20
1.2.4.1	L'indice de réfraction	21
1.2.4.2	L'atténuation	22
1.2.4.3	L'aire effective optique	23
1.2.4.4	L'ouverture numérique	24
1.2.4.5	La fréquence normalisée	26
1.2.4.6	La dispersion	30
1.2.4.7	Les interactions onde-matière	32
1.2.5	Les applications des PCF	38
1.3	Modélisation des fibres à cristaux photoniques	38
1.4	Techniques d'épissures des fibres microstructurées	40
1.5	Conclusion	44
	Bibliographie	45

Depuis très longtemps, la lumière servait déjà comme moyen de communication. Toutefois, le manque d'un milieu adéquat limitait les progrès des télécommunications optiques. Et il a fallu attendre l'année 1910 pour que **Hondros et al.** [1] démontrent de manière analytique qu'un champ magnétique transverse à symétrie circulaire peut être guidé par un diélectrique de forme cylindrique placé en espace libre. L'idée d'utiliser des fibres de verre pour les communications, devint une réalité dans les années 1960.

Les télécommunications ont connu un essor sans précédent avec l'avènement des fibres optiques. La découverte du maser puis du laser en 1962 a largement contribué au développement des technologies basées sur les fibres optiques. Avec une forte atténuation de l'ordre de 100 dB/km au départ, la fibre optique standard appelée "single mode fibre SMF 28" a, de nos jours, une atténuation inférieure à 0,2 dB/km.

Outre la fibre optique standard, l'imagination et l'ingéniosité des chercheurs conduisirent à la mise au point d'autres types de fibres optiques dont les fibres à cristaux photoniques qui ne cessent de révéler leurs innombrables atouts.

Le but de ce chapitre est de présenter cette nouvelle génération de fibres et leur utilisation dans le cadre de cette thèse.

1.1 Bref aperçu de la fibre optique

Une fibre optique standard est formée de deux guides cylindriques et concentriques ayant tous deux le même axe de révolution. Le guide intérieur est le cœur au travers duquel la lumière se propage; l'enveloppe cylindrique extérieure (figure 1.1), d'indice de réfraction (cf paragraphe 1.2.4.1) plus petit que celui du cœur, garantit, sous certaines conditions, le guidage de la lumière dans ce dernier. Le fait qu'un milieu diélectrique transparent puisse guider la lumière si son indice de réfraction est supérieur à celui de son environnement extérieur, avait déjà été démontré en 1854 par le physicien irlandais **John Tyndall**, auteur de la première démonstration scientifique du principe de réflexion totale de la lumière. Injectant un rayon lumineux dans un jet d'eau grâce à une lentille, il montra qu'en modifiant la direction du jet d'eau, la trajectoire de la lumière se trouvait changée¹. La silice (SiO_2), matériau de base des fibres en verre a, des années durant, constitué un facteur limitant en raison de son insuffisante transparence au rayonnement lumineux du proche infrarouge et de l'infrarouge.

Dans les verres à base de silice, l'énergie des phonons d'une part et les impuretés intrinsèques et extrinsèques d'autre part, étaient en effet à l'origine des affaiblissements linéiques importants. L'élaboration de verre de silice de très haute pureté a permis d'améliorer la transparence de la fibre et ce principalement dans le domaine du proche infrarouge, c'est-à-dire le domaine de fonctionnement des sources lasers à semi-conducteurs.

En 1966, **Charles Kuen Kao**, avait déjà avec son collègue **Hockam** [2] réalisé la première fibre optique en silice en la proposant comme milieu de propagation. L'atténuation à la longueur d'onde de 850 nm était de l'ordre de 100 dB pour 1 km de fibre. Dans la même année en France, un article fut publié sur la propagation de la lumière cohérente dans les fibres optiques [3]. **Kao** et **Hockam** avaient affirmé que si l'atténuation de la fibre pouvait être réduite à 20 dB/km pour des longueurs d'onde dans le visible ou le

1. Science & Vie, N° 1089 de juin 2008.

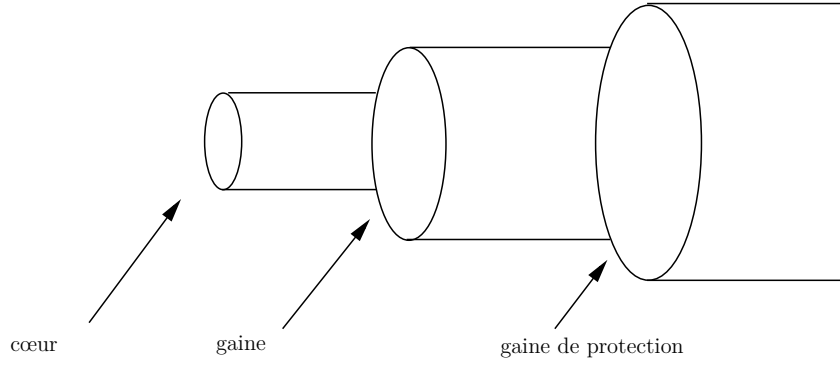


FIGURE 1.1 – Les différentes parties d'une fibre optique standard (conventionnelle).

proche infrarouge, alors les télécommunications optiques pouvaient être développées. En 1970, elle baissait à 20 dB/km et **Kapron et al.** [4] démontrèrent que l'atténuation était déjà assez faible pour envisager de propager de l'information sur de longues distances. Quelques années plus tard, en 1979, la fibre en silice a été débarrassée de la plupart de ses impuretés (ions OH^- et ions métalliques). L'affaiblissement, mesuré cette fois à 1550 nm, atteignait 0,2 dB/km. Actuellement, on est plutôt à 0,166 dB/km (valeur obtenue au laboratoire par la firme japonaise Sumitomo). Cette valeur est considérée comme la limite intrinsèque de la silice. L'affaiblissement spectral de la fibre en silice, dans la plage des longueurs d'onde couvrant le domaine 850 nm à 1550 nm est alors principalement régi par la diffusion Rayleigh, diffusion due aux fluctuations thermiques induites dans le matériau. Le coefficient d'affaiblissement linéique de la diffusion Rayleigh est donné par :

$$\alpha'_{Ray} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (n^2 - 1) kTK \quad (1.1)$$

avec α'_{Ray} en m^{-1} , λ la longueur d'onde optique (en m), n l'indice de réfraction du matériau, k le coefficient de Boltzmann, T la température (en K) et K la compressibilité isothermique (en Pa^{-1}).

La grande transparence des fibres optiques en silice dans le proche infrarouge a conduit, dans les années 1990, à l'utilisation massive de la fibre optique comme milieu de propagation "préféré" dans les transmissions à haut débit terrestres et sous-marines. Elle a permis aussi de réaliser de nouveaux composants passifs tels des coupleurs, des filtres mais aussi des composants actifs à l'instar des fibres dopées à l'Erbium, qui sont à la base de la réalisation de la plupart des amplificateurs optiques. D'autres composants à base de fibres étaient alors proposés sur le marché, faisant de la fibre un excellent milieu de propagation. La fibre est à la fois un composant passif et actif, intéressant pour le traitement optique de l'information et des signaux mais aussi utile dans la fabrication des coupleurs, amplificateurs et capteurs optiques [5]. C'est son usage en tant que capteur qui nous intéresse dans cette thèse.

Les fibres optiques utilisées comme capteurs le sont de deux manières. La première catégorie de fibres est utilisée pour transporter et transformer le signal c'est-à-dire l'information provenant de la zone sensible (zone externe à la fibre). La seconde catégorie, quant à elle, regroupe les fibres qui constituent elles-mêmes le capteur. Dans ce cas, ce sont les propriétés de la fibre qui éventuellement, modifiées, permettent de remonter aux informations à étudier, faisant d'elle un capteur réparti.

Les fibres à cristaux photoniques viennent compléter la liste des différents types de

fibres.

1.2 Les fibres à cristaux photoniques

Les fibres optiques conventionnelles ont révolutionné les technologies de l'information. Notre quotidien s'en trouve amélioré. Malgré les propriétés déjà extraordinaires des fibres optiques (large bande passante, faible atténuation permettant l'utilisation de moins de répéteurs pour la régénération et la réamplification du signal optique, ...), certaines faiblesses subsistent. Par exemple, avoir une dispersion nulle sur une large plage de fréquences ou à une longueur d'onde voulue n'est pas réalisable. Certains effets non linéaires comme la diffusion Brillouin apparaissent et sont difficiles à éliminer. Aussi est-il impossible de fabriquer une fibre optique conventionnelle qui sera monomode à toutes les longueurs d'onde. Tous ces obstacles (et encore bien d'autres) sont en passe d'être dépassés grâce à la technologie émergente des fibres à cristaux photoniques.

En électronique, l'existence des bandes de conduction et de valence séparées par les bandes interdites (figure 1.2) où aucun électron ne peut se retrouver, est bien connue. L'analogie en électromagnétisme sera faite par **Yablonovitch** dont les travaux [6] ont montré qu'il peut aussi exister des bandes interdites ou "fréquences interdites" si la structuration d'un diélectrique est périodique. Comme les électrons, les photons ne peuvent donc pas se propager dans un matériau si leur énergie tombe dans les bandes interdites.

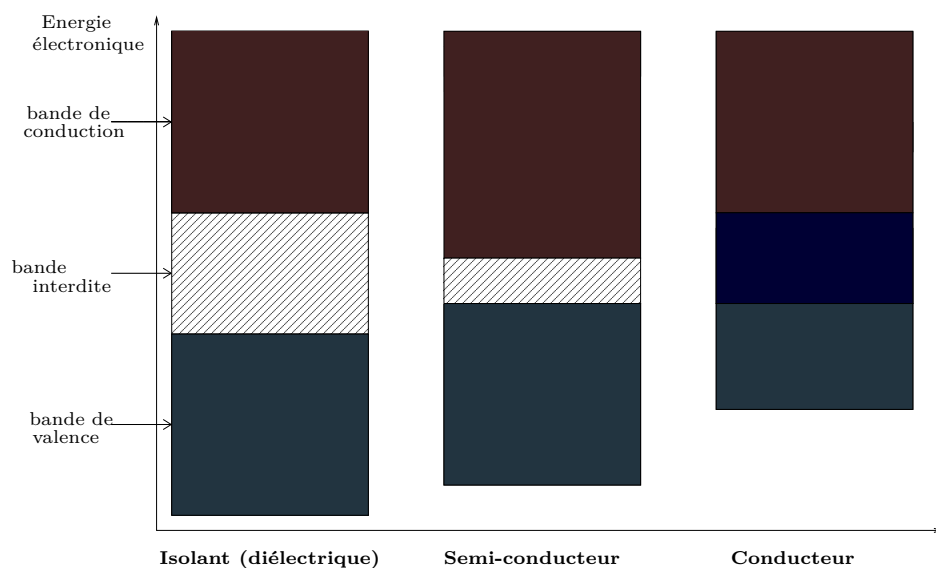


FIGURE 1.2 – Les bandes interdites en électronique.

En d'autres termes, dans un matériau diélectrique dont les éléments constitutifs sont périodiquement arrangés avec une période d'un ordre de grandeur de la longueur d'onde du signal optique [7], il est possible d'empêcher la propagation de la lumière à certaines fréquences (ou longueurs d'onde) ; et cela indépendamment de la direction de propagation et de la polarisation de l'onde optique. L'impossibilité, pour le signal optique,

de se propager à certaines fréquences n'est pas due à l'absorption du matériau mais uniquement à la périodicité d'arrangement de la structure de ce dernier. Cette périodicité peut être à une dimension (1 D), deux dimensions (2 D) (figure 1.3) ou même trois dimensions (3 D). La périodicité 1 D correspond au miroir de Bragg et se comporte comme un filtre diélectrique multicouche. On peut donc parler d'une généralisation de la réflexion de Bragg.

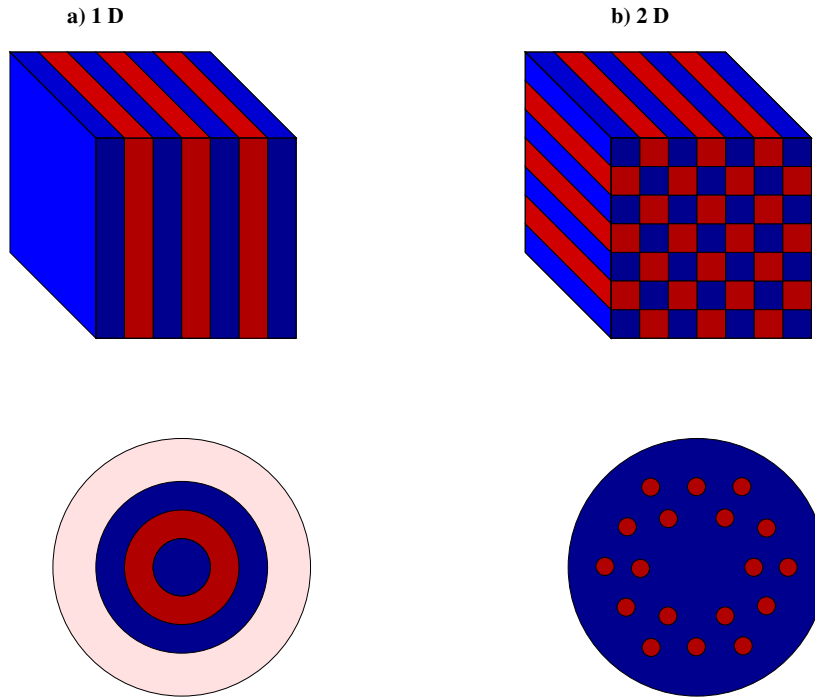


FIGURE 1.3 – La périodicité dans un cristal photonique et son équivalence dans une fibre optique a) à une dimension (1 D) - b) à deux dimensions (2 D). La figure a été réalisée en s'inspirant de la référence [8].

En se comportant comme un filtre à interférence, la succession de couches d'indices de réfraction différents laisse passer certaines fréquences en bloquant d'autres. C'est l'ensemble de ces fréquences auxquelles la propagation est supprimée, qui forment les "bandes interdites". On parle de bande interdite photonique. Cette découverte s'observe dans le monde qui nous entoure. En effet, dans la nature la couleur de certaines espèces aquatiques, d'insectes, d'oiseaux et de papillons a une origine purement physique : il s'agit des interférences qui conduisent au filtrage de certaines fréquences aussi bien dans le visible que dans l'infrarouge grâce à la microstructure périodique de leur peau, ou enveloppe (figure 1.4). Les couleurs verte et bleue respectives des papillons *Papilio palinurus* et *Papilio ulysses* s'expliquent par la périodicité de l'ordre du micromètre (μm) de la microstructure de leurs ailes [9].

C'est le cas de beaucoup d'autres papillons dont le plus connu est le *Morpho rhetenor* qui a fait l'objet de plusieurs études [9–13]. Quelques illustrations sont résumées (figure 1.5). Ces différentes structures photoniques "naturelles" vont fortement influencer et inspirer les chercheurs dans le développement de la photonique et de ses applications technologiques.

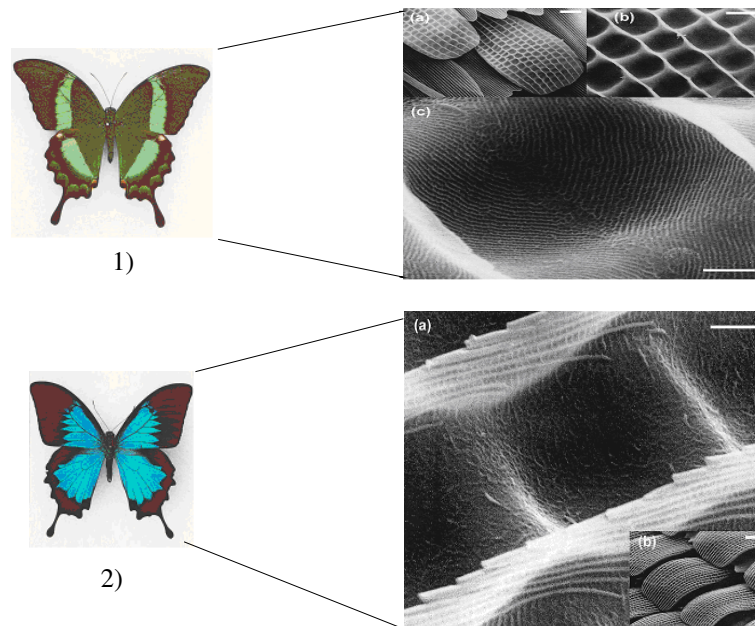


FIGURE 1.4 – La couleur des papillons et la structure de leurs ailes. 1) Le papillon *Papilio palinurus* de couleur verte et la mise en évidence de la microstructure de son aile avec un agrandissement progressif jusqu'à l'échelle de $1\mu\text{m}$. 2) Le papillon *Papilio ulysses* de couleur bleue et la mise en évidence de la microstructure de son aile avec un agrandissement progressif jusqu'à l'échelle de $1\mu\text{m}$. Les agrandissements ont été réalisés grâce au microscope électronique à balayage (MEB) d'après la référence [10].

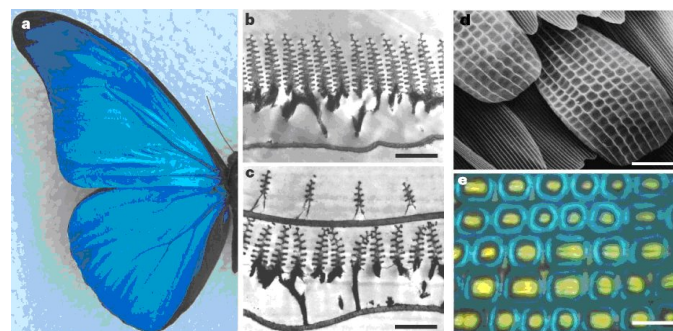


FIGURE 1.5 – L'importance de la microstructure sur la couleur de certains papillons. a) La couleur bleue du papillon *Morpho rhetenor* - b) et c) Les images au microscope électronique à transmission montrant différentes structures dépendant de l'intensité de la couleur - d) Image au microscope électronique à balayage du papillon *Papilio palinurus* révélant deux couleurs e) bleue et jaune d'après la référence [13].

Ainsi, dès 1991, **Philip Russell** de l'université de Bath (Royaume Uni) suggéra l'utilisation de la fibre à cristaux photoniques dont la première fabrication ne sera possible qu'en 1996 [14, 15]. La section transverse de ces fibres possède une périodicité 2D (figure 1.3-b). L'idée de microstructurer la section des fibres avait déjà vu le jour vingt ans auparavant [16] mais sans réalisation possible. Les fibres microstructurées permettent

ainsi de concevoir d'autres manières de propager de la lumière dans un guide. Il est de plus possible de modéliser ces fibres avec une parfaite maîtrise de leurs valeurs de dispersion et de non-linéarités dans la mesure où cela est réalisable. Avant l'avènement des fibres à cristaux photoniques, la propagation de la lumière confinée dans l'air n'était pas possible ni envisageable car l'indice de réfraction de l'air est proche de 1. La théorie des bandes interdites photoniques a permis de démontrer qu'un milieu de plus faible indice de réfraction peut très bien confiner la lumière et la propager [17]. Réaliser une fibre monomode à toutes les longueurs d'onde devint une réalité [18]. Ces fibres encore appelées "fibres à trous", "fibres à bandes interdites photoniques" ou "fibres microstructurées", trouvent des applications dans les télécommunications, le domaine des capteurs fibrés ainsi que de l'optique non linéaire.

Les fibres optiques microstructurées peuvent être classées en deux grandes catégories (tableau 1.1) selon le mécanisme de propagation de la lumière dans la fibre. Il s'agit des fibres utilisant le concept de bande interdite photonique (souvent des fibres à cœur creux ou à cœur solide d'indice de réfraction inférieur à celui de la gaine [19, 20]) encore appelées fibres à cœur de bas indice et celles utilisant le principe de réflexion totale interne modifiée encore appelées fibres à cœur de haut indice par analogie aux fibres optiques conventionnelles. Dans la première catégorie, le caractère périodique de la microstructure peut aider à la propagation dans la fibre tandis qu'il n'est guère nécessaire pour la seconde [21].

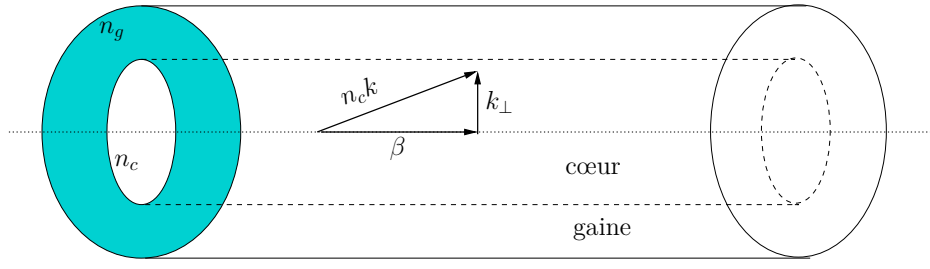
Les fibres microstructurées				
Les fibres à bandes interdites photoniques (à cœur de bas indice)		Les fibres à réflexion totale interne modifiée (à cœur de haut indice)		
A cœur solide	A cœur creux	A grande ouverture numérique	Fortement non linéaires	A grande aire effective

Tableau 1.1 – Les différentes catégories de fibres microstructurées.

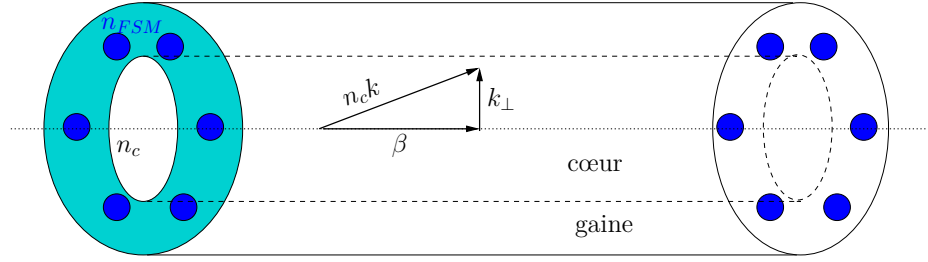
Dans cette thèse, nous nous intéresserons d'une part à la fibre à dispersion décalée (Dispersion-Shifted Fibre : DSF) parce qu'elle présente plusieurs modes dans le spectre Brillouin. D'autre part, les fibres microstructurées à cœur solide dont l'indice de réfraction est supérieur à celui de la gaine seront étudiées. Ce choix est lié au fait que nous ne disposons que des fibres à cœur solide pour les mesures.

1.2.1 La propagation par réflexion totale interne modifiée

La propagation par réflexion totale interne, comme son nom l'indique, a lieu quand l'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine. C'est le principe utilisé dans les fibres optiques conventionnelles. Puisque la gaine d'une fibre à cristaux photoniques, est composée d'un ensemble de trous d'air (ou de trous "solides" faits d'un autre type de verre ou de matériau [22]) et d'interstices en verre, son indice de gaine est une moyenne des indices des différents matériaux constituant la gaine, d'où le qualificatif "modifiée" ajouté au terme réflexion totale interne.



a) Condition de propagation dans une fibre optique conventionnelle



b) Condition de propagation dans une fibre optique microstructurée

FIGURE 1.6 – a) La réflexion totale interne : $n_g k < \beta < n_c k$ soit $n_g < \beta/k < n_c$
 - b) La réflexion totale interne modifiée : $n_{FSM} < n_{eff} < n_c$. n_c désigne l'indice de réfraction du cœur de la fibre tandis que n_g et n_{FSM} (FSM pour Fundamental Space-filling Mode) représentent l'indice de réfraction de la gaine respectivement pour une fibre conventionnelle et une fibre à cristaux photoniques, k est le nombre d'onde avec $k_{\perp}$ sa composante transverse et β la constante de propagation.

Les fibres à cristaux photoniques utilisant ce concept sont celles à cœur solide entouré de couronnes (réseau) de trous qui jouent le rôle de la gaine d'indice de réfraction inférieur à celui du cœur : ce qui permet de respecter le principe de réflexion totale.

La figure 1.6 illustre les réflexions totales interne et interne modifiée. n_c désigne l'indice de réfraction du cœur de la fibre tandis que n_g et n_{FSM} (FSM pour Fundamental Space-filling Mode) représentent l'indice de réfraction de la gaine respectivement pour une fibre conventionnelle et une fibre à cristaux photoniques. FSM désigne le mode optique fondamental de la gaine photonique supposée infinie et en l'absence du cœur. β désigne la constante de propagation et correspond à un mode de propagation. C'est aussi la composante commune suivant l'axe de propagation des vecteurs d'onde. Dans le cas de la propagation par réflexion totale interne, la condition à vérifier est :

$$n_g k < \beta < n_c k \text{ soit } n_g < \beta/k < n_c \quad (1.2)$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, le nombre d'onde et λ la longueur d'onde.

β/k sera appelé n_{eff} , l'indice effectif de mode. Un mode sera guidé si son indice respecte l'équation (1.2).

Contrairement au mécanisme de propagation dans les fibres conventionnelles où l'on définit l'indice de gaine (n_g) constant, c'est n_{FSM} qui représente l'indice de gaine pour

une fibre microstructurée.

Par analogie donc, la propagation par réflexion totale interne modifiée exige :

$$n_{FSM} < n_{eff} < n_c \quad (1.3)$$

n_{FSM} équivaut donc à la valeur maximale que peut prendre l'indice de réfraction de la gaine de la fibre microstructurée.

La nouveauté réside dans le fait que n_{FSM} dépend de la longueur d'onde optique. Et toute la complexité de la modélisation des fibres à cristaux photoniques réside dans le calcul des valeurs de n_{FSM} et de n_{eff} en fonction de la structure transverse de la fibre photonique (Photonic Crystal Fibre : PCF) et de la longueur d'onde optique. Ce calcul se fait par une résolution numérique (cf section 1.3) ou grâce à l'utilisation d'expressions empiriques déduites de simulation numérique.

Le diamètre de cœur de ces fibres à cristaux photoniques peut être choisi à dessein : l'augmenter au maximum atténue les effets non linéaires tout en gardant la fibre monomode pour des applications lasers [23] par exemple ; le réduire par ailleurs, exalte les effets non linéaires conduisant par exemple à la génération de supercontinuum [24].

Les paramètres géométriques d , Λ de la fibre (figure 1.7), représentant respectivement le diamètre des trous (supposé constant) et la distance inter-trous, permettent de définir le régime de fonctionnement infiniment monomode $\left(\frac{d}{\Lambda} < 0,4\right)$ [18] ou multimode de la fibre.

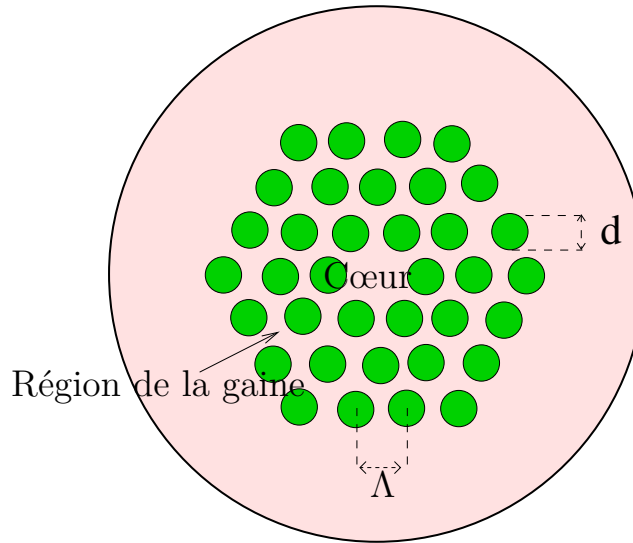


FIGURE 1.7 – La section transverse d'une fibre optique microstructurée. Les trous possèdent un indice de réfraction inférieur à celui de la matrice. La gaine est constituée par les couronnes de trous. d et Λ représentent respectivement le diamètre des trous et la distance inter-trous.

La détermination du domaine de monomodalité a fait l'objet d'intenses recherches [25] $\left(\frac{d}{\Lambda} < 0,424\right)$ dont les résultats s'équivalent à quelques détails près.

d et Λ sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde λ et sont importants dans l'étude des fibres à trous.

1.2.2 La propagation par bande interdite photonique

C'est en 1998 [17] que la propagation dans une fibre par bande interdite photonique a été démontrée. Le caractère innovant des fibres microstructurées provient de ce type de propagation puisque le signal optique est confiné dans une fibre à cœur creux dont l'indice de réfraction est inférieur à celui de la gaine, contrairement à la propagation par réflexion totale interne modifiée.

En fonction de la longueur d'onde du signal optique, les trous peuvent se comporter comme le milieu de propagation ou s'opposer à la propagation, agissant ainsi comme un filtre, et ce en fonction des dimensions de la microstructure de la fibre. Ces dernières offrent une facilité pour contrôler et ajuster la dispersion chromatique de la fibre, le diamètre de mode ainsi que d'autres paramètres.

L'arrangement périodique des trous de la gaine autour du trou central entraîne la résonance à une fréquence donnée dont la valeur dépend du diamètre des trous (de la gaine) qui est en général constant. Le mode associé à cette fréquence de résonance ne peut pas se propager dans la gaine, et se trouve donc confiné dans le cœur où il se propage. Il est possible d'augmenter le nombre de fréquences de résonance, d'augmenter dans le même temps la bande passante de transmission de la fibre et de diminuer sa dispersion en faisant varier de manière progressive le diamètre des trous de la gaine [26].

Remarquons que les fibres utilisant le principe de propagation par bande interdite photonique, offrent un éventail plus large de possibilités d'applications que les autres types de fibres microstructurées. Elles peuvent, par exemple, permettre des transmissions de fortes puissances. Les nombreux avantages qu'elles offrent, sont :

- une grande proportion de l'intensité lumineuse (jusqu'à 95%) peut être localisée dans le cœur creux,
- l'interaction plus faible entre la lumière et la silice réduit le seuil de dommage,
- comme il n'y a plus de silice dans le cœur, les pertes par diffusion Rayleigh sont limitées,
- la possibilité de remplissage du cœur avec un liquide pour augmenter les interactions non linéaires.

En dépit de ces avantages, la zone de transmission de la fibre est réduite à cause de l'apparition des modes de surface.

Ce manuscrit n'abordera pas les fibres utilisant ce mécanisme de propagation.

Le tableau ci-après compare les deux principaux mécanismes de propagation dans les fibres à cristaux photoniques.

Mécanisme	Bande interdite photonique		Réflexion totale interne
Cœur	Solide	Creux	Solide
$\frac{d^2}{\Lambda}$	Quelconque	$> 0,9$	Petit ou grand
Importance de la périodicité des trous	Oui	Oui	Non

Tableau 1.2 – La comparaison des deux principaux mécanismes de propagation dans les PCF.

Comme nous l'avions mentionné dans l'introduction générale, notre travail concerne les modes de résonance acoustique dans les fibres optiques. Dans le but d'utiliser ces modes acoustiques pour des applications capteurs ou de caractérisation de la structure de la section d'une fibre à cristaux photoniques, il nous faut vérifier le caractère monomodal (optique) de notre fibre microstructurée ainsi que la force du couplage entre les modes optiques et acoustiques [27].

Le choix d'une fibre monomode à notre longueur d'onde de travail, nous assure que les éventuelles variations dans nos mesures ne sont pas dues à l'existence de plusieurs modes optiques mais à l'interaction du mode optique fondamental avec divers modes acoustiques. L'importance du choix d'une fibre monomode pour des applications capteurs a été bien détaillée [28]. L'étude du couplage acousto-optique implique donc de prêter attention aux modes optiques dans les fibres photoniques utilisées. Par conséquent, la suite de ce chapitre sera consacrée à l'étude de la propagation optique dans les fibres photoniques. Pour ce faire, nous procéderons comme suit :

- nous travaillerons uniquement avec des fibres photoniques utilisant le mécanisme de propagation par réflexion totale interne modifiée,
- nous vérifierons le caractère monomodal de nos fibres (pour des longueurs d'onde optique de travail comprises entre 1548 nm et 1550 nm),
- il faut aussi que les fibres choisies ou modélisées soient techniquement réalisables et aient des pertes d'insertion (somme de toutes les pertes : intrinsèques, par confinement, ...) acceptables.

Pour ce faire, certains paramètres de la fibre méritent d'être étudiés.

Dans la suite, nous présenterons tout d'abord les fibres microstructurées que nous avons utilisées durant notre recherche puis leurs paramètres importants.

1.2.3 La présentation des PCF utilisées

Comme déjà mentionné, nous nous sommes intéressés aux fibres à cœur solide utilisant le mécanisme de réflexion totale interne modifiée. Nous regroupons ces fibres en deux classes : celles avec des diamètres de cœur supérieurs à 2 μm que nous appellerons dans la suite les "fibres à gros cœur" et les autres baptisées "fibres à petit cœur". Ces fibres ont été fabriquées dans notre laboratoire par l'Institut de Recherche sur les Composants

2. Remarquons que $\frac{d}{\Lambda}$ est toujours inférieur à 1 : c'est la condition d'existence de la microstructure.

logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée (IRCICA). Les valeurs de certaines de leurs caractéristiques (aire effective, diamètre de mode, l'indice de mode effectif, l'indice de gaine, l'ouverture numérique, les pertes d'épissure) seront calculées à la longueur d'onde de 1550 nm et comparées entre elles.

Les images prises au microscope électronique à balayage (MEB), des sections transverses respectives de quelques-unes de ces fibres sont présentées (tableaux 1.3, 1.4 et 1.5). Dans le terme "TXXXA" utilisé pour désigner les fibres, T signifie tirage, XXX le numéro du tirage et A ou B désigne pour un même tirage, différents paramètres utilisés. a_{eff} représente le rayon effectif du cœur de la fibre (équation (1.8)). Contrairement à la fibre conventionnelle à saut d'indice, il est différent du rayon du cercle formé par le cœur.

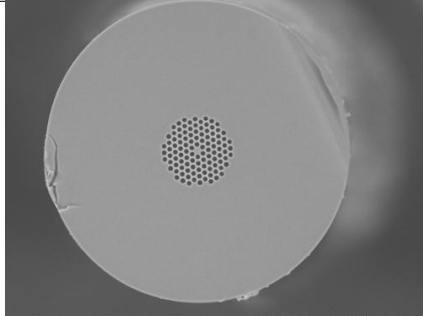
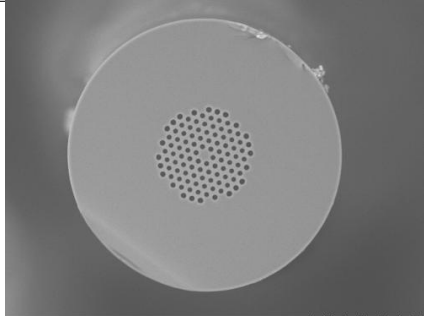
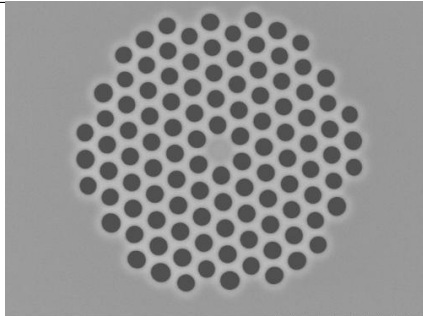
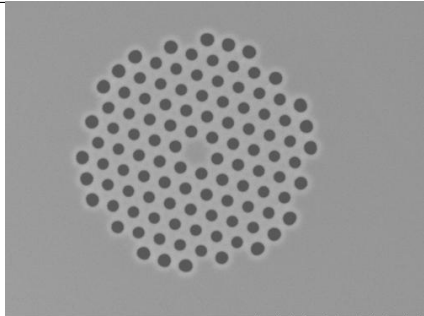
	T794A	T797A
		
		
d (μm)	2,37	2,25
Λ (μm)	3,61	4,14
$\frac{d}{\Lambda}$	0,66	0,54
a_{eff} (μm)	2,18	2,96
α (dB/km)	8 dB/km @ 1550 nm	9 dB/km @ 1550 nm

Tableau 1.3 – Les images au MEB des sections transverses des PCF à gros cœur utilisées et leurs caractéristiques opto-géométriques. Dans le terme "TXXXA" utilisé pour désigner les fibres, T signifie tirage, XXX le numéro du tirage et A ou B désigne pour un même tirage, différents paramètres utilisés. a_{eff} représente le rayon effectif du cœur de la fibre. Il est différent du rayon du cercle formé par le cœur. α désigne le coefficient d'affaiblissement de la fibre.

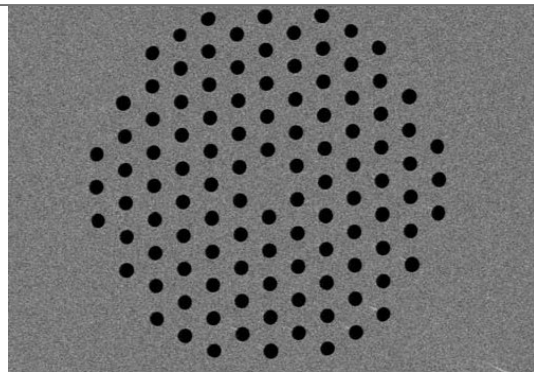
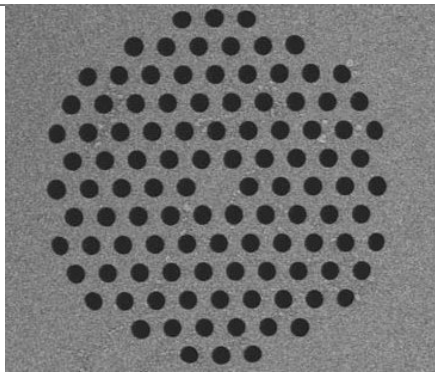
	T452A	T625B
		
d (μm)	1,77	2,54
Λ (μm)	3,89	4,1
$\frac{d}{\Lambda}$	0,45	0,62
a_{eff} (μm)	2,18	2,96
α (dB/km)	1,9 dB/km @ 1550 nm	5,1 dB/km @ 1550 nm

Tableau 1.4 – Les images au MEB des sections transverses des PCF à gros cœur utilisées et leurs caractéristiques opto-géométriques. Dans le terme "TXXXXA" utilisé pour désigner les fibres, T signifie tirage, XXX le numéro du tirage et A ou B désigne pour un même tirage, différents paramètres utilisés. a_{eff} représente le rayon effectif du cœur de la fibre. Il est différent du rayon du cercle formé par le cœur. α désigne le coefficient d'affaiblissement de la fibre.

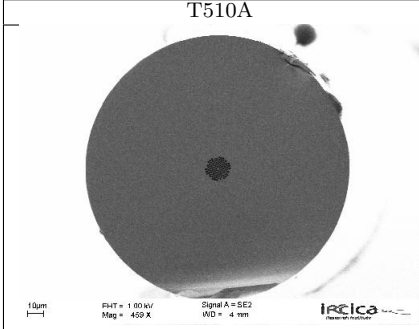
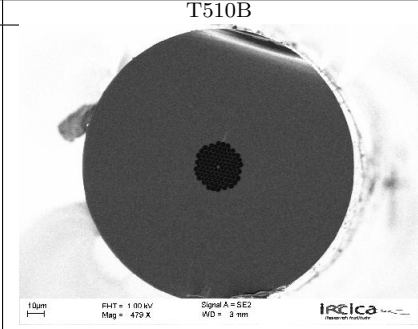
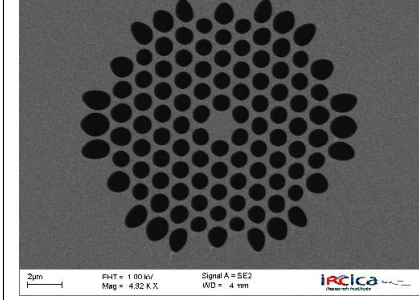
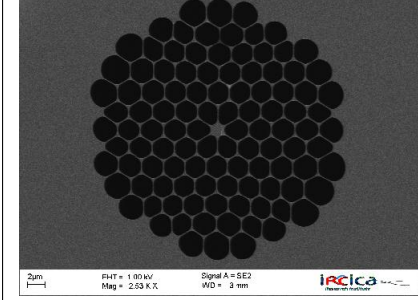
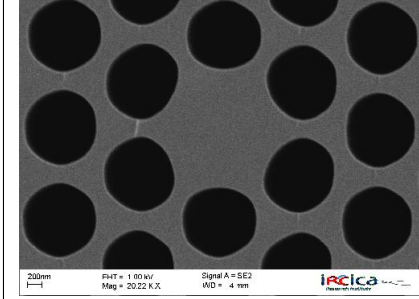
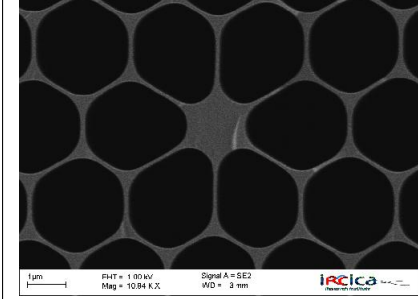
		
		
		
d (µm)	0,9	2,48
Λ (µm)	1,18	2,25
$\frac{d}{\Lambda}$	0,76	1,1
a_{eff} (µm)	0,74	0,88
α (dB/km)	200	120

Tableau 1.5 – Les images au MEB des sections transverses des PCF à petit cœur utilisées et leurs caractéristiques opto-géométriques. Dans le terme "TXXXA" utilisé pour désigner les fibres, T signifie tirage, XXX le numéro du tirage et A ou B désigne pour un même tirage, différents paramètres utilisés. a_{eff} représente le rayon effectif du cœur de la fibre. Il est différent du rayon du cercle formé par le cœur. α désigne le coefficient d'affaiblissement de la fibre.

Au chapitre 2, lors de l'étude des modes acoustiques transverses, nous focaliserons notre attention sur les quelques PCF qui offrent des résultats intéressants en termes de couplage acousto-optique.

1.2.4 Les paramètres importants des PCF

Les fibres optiques, en général, sont caractérisées par des paramètres opto-géométriques. Nous en présentons succinctement les plus importants dans le cas des fibres conventionnelles puis calculons leurs expressions pour les fibres microstructurées.

1.2.4.1 L'indice de réfraction

La propagation de la lumière dans le vide se fait à une certaine vitesse c ($= 3 \cdot 10^8$ m/s) supposée constante. Si ce vide est remplacé par de la matière, cette vitesse est réduite (c_m) à cause des interactions avec la matière. Le rapport entre les vitesses de la lumière dans le vide et dans le matériau (supposé homogène) est nommé *indice de réfraction* (n). Il dépend du type de matériau et de la longueur d'onde de la lumière dans le matériau.

$$n = \frac{c}{c_m} \quad (1.4)$$

Dans une fibre optique conventionnelle, la variation de n dans la section transversale de la fibre permet de définir deux principaux types de profils d'indice : à saut d'indice et à gradient d'indice. Le profil à gradient d'indice permet d'améliorer la bande passante de la fibre pouvant aller jusqu'à 50 THz. Dans ce cas, l'indice n est maximal sur l'axe de la fibre et diminue au fur et à mesure que l'on s'en éloigne [29].

Le cœur des fibres conventionnelles, bien que constitué de silice (SiO_2), est souvent dopé au Germanium (GeO_2). La différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est très faible, de l'ordre de 0,01 [30] voire plus faible.

Dans les fibres à cristaux photoniques - en l'occurrence celles à cœur solide utilisant le mécanisme de réflexion totale interne modifiée - l'indice de réfraction du cœur (n_c) est simplement celui du matériau dont est composé le cœur. Dans ce manuscrit, nous considérons la matrice de la fibre comme étant constituée de silice c'est-à-dire $n_c = 1,45$.

Par ailleurs, les valeurs de n_{eff} et n_{FSM} (équation (1.3)) s'obtiennent par une résolution numérique. **Saitoh et al.** [31] ont proposé des formules analytiques empiriques permettant de calculer n_{eff} et n_{FSM} avec une précision de près de 99% pour $\lambda/\Lambda < 2$. Dans nos simulations, nous avons besoin de donner une valeur initiale à n_{eff} , celle-ci sera donc estimée par ces expressions empiriques. En utilisant le formalisme développé dans l'article [31], la fréquence normalisée V (cf paragraphe 1.2.4.5) est donnée par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_c^2 - n_{FSM}^2} = \sqrt{U^2 + W^2} \quad (1.5)$$

avec

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} \quad (1.6)$$

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2} \quad (1.7)$$

et [32] :

$$a_{eff} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}} \quad (1.8)$$

le rayon effectif du cœur ; il suffit de calculer de façon empirique V par :

$$V \left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda} \right) = A_1 + \frac{A_2}{1 + A_3 e^{A_4 \lambda / \Lambda}} \quad (1.9)$$

$$A_i = a_{i0} + a_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^{b_{i1}} + a_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^{b_{i2}} + a_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^{b_{i3}} \quad (1.10)$$

Et W par :

$$W\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = B_1 + \frac{B_2}{1 + B_3 e^{B_4 \lambda / \Lambda}} \quad (1.11)$$

$$B_i = c_{i0} + c_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i1}} + c_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i2}} + c_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i3}} \quad (1.12)$$

Les coefficients a_{i0} , a_{ij} , b_{ij} , c_{i0} , c_{ij} , d_{ij} ($i = 1$ à 4 , $j = 1$ à 3) sont donnés au tableau 1.6.

i	1	2	3	4
a_{i0}	0,54808	0,71041	0,16904	-1,52736
a_{i1}	5,00401	9,73491	1,85765	1,06745
a_{i2}	-10,43248	47,41496	18,96849	1,93229
a_{i3}	8,22992	-437,50962	-42,4318	3,89
b_{i1}	5	1,8	1,7	-0,84
b_{i2}	7	7,32	10	1,02
b_{i3}	9	22,8	14	13,4
c_{i0}	-0,0973	0,53193	0,24876	5,29801
c_{i1}	-16,70566	6,70858	2,72423	0,05142
c_{i2}	67,13845	52,04855	13,28649	-5,18302
c_{i3}	-50,25518	-540,66947	-36,80372	2,7641
d_{i1}	7	1,49	3,85	-2
d_{i2}	9	6,58	10	0,41
d_{i3}	10	24,8	15	6

Tableau 1.6 – Les coefficients empiriques d'après [31] utilisés dans les équations (1.10) et (1.12).

Ensuite, à partir des valeurs de V et W calculées et des équations (1.5) et (1.6) ; nous déduisons les valeurs des indices effectifs de mode n_{eff} et de gaine n_{FSM} :

$$n_{eff} = \left(n_c^2 - \frac{3\lambda^2 (V^2 - W^2)}{4\pi^2 \Lambda^2} \right)^{1/2} = \left(2,1025 - \frac{3\lambda^2 (V^2 - W^2)}{4\pi^2 \Lambda^2} \right)^{1/2} \quad (1.13)$$

$$n_{FSM} = \left(n_c^2 - \left(\frac{3\lambda^2 V^2}{4\pi^2 \Lambda^2} \right) \right)^{1/2} = \left(2,1025 - \left(\frac{3\lambda^2 V^2}{4\pi^2 \Lambda^2} \right) \right)^{1/2} \quad (1.14)$$

1.2.4.2 L'atténuation

L'atténuation permet de caractériser toutes les pertes de puissance optique que subit la lumière pendant sa propagation à travers la fibre. Cette atténuation est causée par les interactions entre la lumière et son milieu de propagation. Elle dépend du type de matériau qui compose le milieu et de la longueur L de la fibre. On peut donc écrire :

$$P_L = P_{in} e^{-\alpha' L} \quad (1.15)$$

où P_L et P_{in} représentent respectivement les puissances optiques à la sortie et à l'entrée de la fibre. α' désigne le coefficient d'affaiblissement de la fibre en Np/km (Np : Neper) si L est exprimée en km.

Lorsque ce coefficient α' est donné en unité logarithmique dB/km, il est désigné par α , comme dans la relation :

$$P_L = P_{in} 10^{-\frac{\alpha}{10} L} \quad (1.16)$$

On peut donc écrire :

$$\alpha = \frac{10}{L} \log_{10} \frac{P_{in}}{P_L} = 4,343 \alpha' \quad (1.17)$$

Les origines de l'atténuation sont de deux sortes : les pertes *intrinsèques* et *extrinsèques* [33]. Les pertes intrinsèques sont dues au matériau lui-même et ne peuvent être modifiées à condition de changer de matériau. Il s'agit par exemple de la diffusion Rayleigh (cf sous-section 1.2.4.7) et de l'absorption du matériau à travers les transitions électroniques et les vibrations moléculaires. Quant aux pertes extrinsèques, elles sont causées durant le processus de fabrication et peuvent donc théoriquement être améliorées. Il s'agit des pertes par courbure qui regroupent les pertes dues aux microcourbures et aux macrocourbures (estimées à A_{eff}^{-1} [34], A_{eff} étant l'aire effective optique (équation (1.18))). Dans les fibres optiques microstructurées, elles sont appelées les pertes par confinement. Ces pertes sont dues au fait que le mode redevient propagatif dans la gaine de silice extérieure à la microstructuration. Dans le cas de notre travail, ce sont ces pertes qui vont être les plus significatives pour les PCF de diamètre de cœur inférieur à 2 μm . Pour une valeur de Λ choisie, les pertes par confinement diminuent lorsque d/Λ augmente. À l'opposé, ces pertes augmentent si le rapport d/Λ augmente mais cette fois-ci pour une valeur de d choisie. Il y a également les pertes causées par les imperfections aux interfaces cœur-gaine (silice-air dans notre cas) et les impuretés. Remarquons que les pertes diminuent avec l'augmentation du nombre de couronnes de trous.

En 1999, les pertes dans une fibre à cristaux photoniques pouvaient descendre jusque 0,28 dB/km à la longueur d'onde de 1,55 μm [35].

1.2.4.3 L'aire effective optique

Lorsque la puissance optique est injectée dans la fibre, le champ électrique créé suit une loi de distribution qui n'est pas uniforme. L'intensité du champ est plus élevée sur l'axe de la fibre et diminue progressivement quand on s'en éloigne. La plupart des formules développées considèrent que le mode fondamental de propagation est guidé dans le cœur de la fibre.

De façon générale, l'aire effective optique est définie par [36] :

$$A_{eff} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}|^2 dS \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}|^4 dS} \quad (1.18)$$

$\vec{E}$ désigne le champ électrique associé à l'onde optique incidente.

Dans une fibre optique conventionnelle où $\vec{E}$ suit approximativement une distribution gaussienne, cette aire est donnée par [37] :

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad (1.19)$$

Dans cette expression, w désigne le rayon de champ de distribution $1/e$. Cela signifie que la valeur du champ électrique à une distance w de l'axe de la fibre est égale à $1/e$

(= 0,37) [38] de celle du champ électrique sur l'axe. w est également appelé le *rayon de mode* de la fibre.

Ce paramètre est très important puisqu'il permet d'évaluer le coefficient non linéaire d'une fibre. **Marcuse** a établi [39] une formule liant le rayon r du cœur d'une fibre à son rayon de mode w en fonction de la fréquence normalisée V (cf paragraphe 1.2.4.5) pour les fibres monomodes.

$$\frac{w}{r} = 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \quad (1.20)$$

où r désigne le rayon du cœur. Dans le cas des fibres multimodes, l'équation est :

$$\frac{w}{r} = \sqrt{\frac{2}{V}} + \frac{0,23}{V^{3/2}} + \frac{18,01}{V^6} \quad (1.21)$$

Le schéma de l'aire effective est donné (figure 1.8) pour une fibre conventionnelle à saut d'indice.

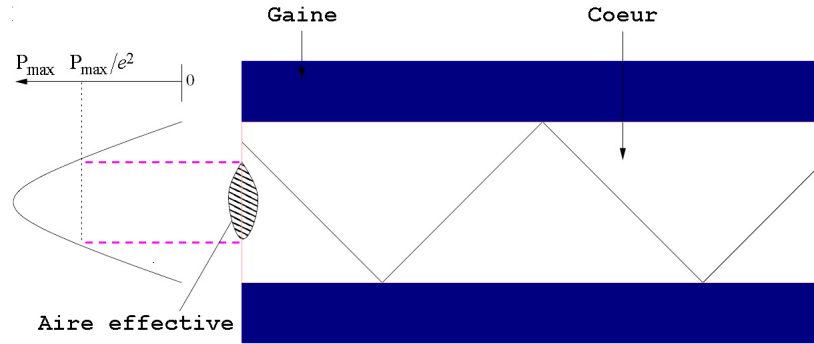


FIGURE 1.8 – Schéma de l'aire effective (pour une fibre à saut d'indice). $P_{\max}$ représente la puissance maximale de l'onde optique.

Nous pouvons modéliser les fibres microstructurées que nous utilisons comme des fibres à saut d'indice dont l'indice de cœur est n_c et l'indice de gaine n_{FSM} . Cette approximation permet d'utiliser les équations (1.20) et (1.21) dans lesquelles r est remplacé par a_{eff} . La déduction de w conduit au calcul de l'aire effective en utilisant l'équation (1.19). Rappelons qu'il est possible numériquement d'évaluer A_{eff} à partir du champ électrique $\vec{E}$ grâce à l'équation (1.18).

L'aire effective est un paramètre fondamental puisqu'en plus de son importance pour les non-linéarités, elle intervient dans le calcul de l'ouverture numérique et des pertes d'épissure [39]. Plus l'aire effective est grande et plus les pertes par courbure sont grandes.

1.2.4.4 L'ouverture numérique

La condition de réflexion totale doit être satisfaite pour qu'une onde se propage dans une fibre optique conventionnelle. Le rayon incident sur la face d'entrée de la fibre, doit avoir un angle d'incidence de valeur inférieure à un angle critique Φ_{max} . Cet angle, qui est l'angle d'incidence maximal dans l'air pour lequel le rayon peut totalement se propager dans la fibre, est une mesure des rayons qui peuvent pénétrer dans la fibre. Tout rayon

avec un angle d'incidence supérieur à Φ_{max} sera partiellement réfracté dans la gaine de la fibre, entraînant une perte de la puissance optique. L'ouverture numérique (NA) est utilisée pour désigner cette caractéristique de la fibre. Elle est liée à Φ_{max} par :

$$NA = \sin(\Phi_{max}) \quad (1.22)$$

Avec $\Phi_{max} \simeq \arctan(\lambda/\pi w)$ [38].

Le cône d'ouverture décrit par l'entrée de la fibre (figure 1.9), a un angle au sommet qui est le double de Φ_{max} .

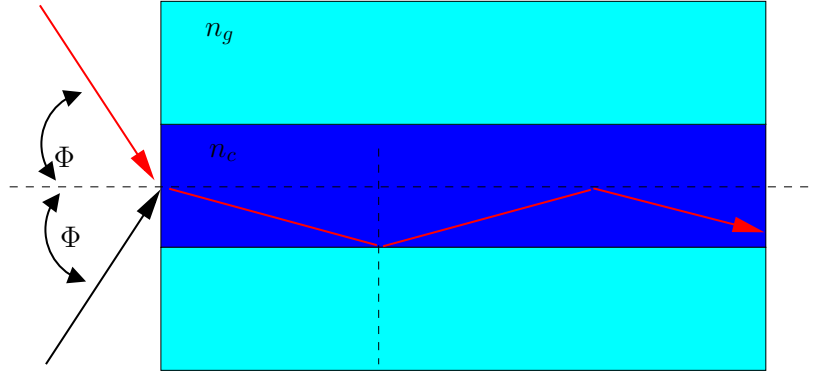


FIGURE 1.9 – Schéma du cône d'ouverture pour une fibre à saut d'indice. Φ représente la moitié de l'angle du cône d'ouverture.

Ce cône est d'autant plus grand que la valeur de NA est élevée. Il faut donc tenir compte de ce paramètre lors d'injection de lumière dans une fibre : celle-ci est capable de récolter plus de lumière lorsque son ouverture numérique est élevée. Aussi, une grande NA réduit-elle les pertes liées à la courbure de la fibre. A cause des effets de courbure, la direction de propagation de chaque rayon change par rapport à l'axe de la fibre. Dans une fibre optique standard, elle dépend aussi des indices de réfraction du cœur et de la gaine par :

$$NA(r) = \sqrt{n_c(r)^2 - n_g^2} = n_c \sqrt{2\Delta} \quad (1.23)$$

Avec n_g et n_c respectivement les indices de la gaine et du cœur.

Ces résultats sont basés sur l'optique géométrique qui stipule que chaque rayon lumineux peut être considéré comme un segment de droite ou une succession de plusieurs segments de droite. Elle peut être utilisée pour étudier la propagation d'une onde optique dans un milieu. Chaque chemin suivi par un rayon incident est appelé *mode optique*. Ce concept n'est plus valable lorsqu'il s'agit des fibres monomodes dont la taille du diamètre de cœur est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière : les modes doivent alors être déterminés à partir des équations de Maxwell.

Ainsi, il a été démontré la faiblesse de l'utilisation de l'optique géométrique [40] dans la modélisation des fibres optiques. Tous les angles d'incidence inférieurs à l'angle critique ne permettent pas une propagation dans la fibre, contrairement aux résultats de l'optique géométrique.

La valeur typique de NA pour la fibre optique standard est 0,18.

Avec l'avènement des fibres optiques microstructurées, plusieurs équipes de chercheurs ont modélisé le paramètre V pour les PCF. La précision des résultats dépend du

choix de l'une ou l'autre des méthodes. Après un bref aperçu des diverses théories, nous présentons notre choix.

Pour la classe de fibres microstructurées que nous utilisons, le calcul de NA nécessite la connaissance de la valeur de n_{FSM} c'est-à-dire n_g dans l'équation (1.23). Afin d'estimer NA sans le calcul de n_{FSM} , nous utilisons la relation trigonométrique :

$$\sin(x) = \sqrt{\frac{\tan(x)^2}{1 + \tan(x)^2}} \quad (1.24)$$

Ce qui donne l'expression de l'ouverture numérique :

$$NA = \sin(\Phi_{max}) \simeq \left(1 + \frac{\pi A_{eff}}{\lambda^2}\right)^{-0.5} \quad (1.25)$$

expression également proposée [41].

Ce paramètre est très important lors de l'épissure d'une fibre à cristaux photoniques (cf section 1.4).

1.2.4.5 La fréquence normalisée

Les propriétés de l'onde optique qui se propage dans un matériau dépendent de l'indice de réfraction (n) du matériau, de la longueur d'onde λ dans le vide, et des dimensions du milieu de propagation. La *fréquence normalisée* V est un paramètre adimensionnel qui combine de manière pratique ces trois variables. Dans une fibre optique conventionnelle (à saut d'indice), son expression est [42] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.26)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} r \sqrt{2\Delta} \quad (1.27)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} r \quad (1.28)$$

où r est le rayon du cœur. Ce paramètre qui ne dépend que de la longueur d'onde λ et des paramètres opto-géométriques de la fibre, permet d'estimer le nombre de modes guidés le long de la fibre et d'en déduire ainsi son caractère monomode ou multimode. Le nombre de modes (N) est approximativement égal à V dans le cas d'une fibre à saut d'indice et $V/2$ dans le cas d'une fibre à gradient d'indice. La connaissance de la valeur de V est capitale en ce sens qu'elle permet de distinguer les fibres monomodes des multimodes. Une fibre optique conventionnelle est unimodale si $V < 2,405$; $V = 2,405$ étant la fréquence normalisée de *coupure* du premier mode d'ordre supérieur.

Pour les fibres microstructurées utilisant le mécanisme de réflexion totale interne modifiée, la fréquence V peut être définie de la même manière que précédemment. Rappelons une fois de plus que la périodicité de la zone de gaine n'est pas nécessaire pour le guidage dans ce genre de fibres. Le plus important est d'avoir une répartition des trous autour du cœur de la fibre, de manière à créer une gaine d'indice de réfraction inférieur à celui du cœur. Toutefois, afin de garantir une fibre à cœur unique [43], une structure périodique sera considérée dans la suite.

Les premiers à s'attaquer au calcul de V dans les fibres microstructurées furent les chercheurs de l'équipe de l'université de Bath en Grande Bretagne [14, 15, 18, 43]. Ils ont considéré de façon arbitraire le rayon de cœur a_{eff} de la PCF (dans l'équation (1.26)) égal à la distance inter-trous Λ et donc :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_c^2 - n_{FSM}^2} \quad (1.29)$$

Rappelons que n_{FSM} dépend fortement de λ . Cette relation n'est pas entièrement correcte puisqu'elle surestime de façon erronée la valeur de a_{eff} . Pour définir la zone de monomodalité, la valeur de V sera prise égale à 2,405.

Quelques années plus tard, l'équipe de Crystal Fibre A/S au Danemark [44] reprit l'équation (1.29) en considérant n_c comme étant égal à n_{eff} , l'indice effectif du mode. Dans cette nouvelle définition de V :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2} \quad (1.30)$$

La condition de monomodalité est donnée par $V = \pi$.

Les limites de ce raisonnement résident dans deux observations : tout d'abord, le rayon du cœur a été choisi comme égal à la distance inter-trous (Λ) exactement comme l'a fait l'équipe de Bath ; de plus le choix de remplacer n_c par n_{eff} est une approximation qui fausse légèrement la définition initiale de la fréquence normalisée. C'est fort de ces différentes difficultés à modéliser la fréquence normalisée que l'équipe formée par **K. Saitoh** et **M. Koshiba** de l'université de Sapporo au Japon [25, 31] considéra l'équation de base (1.26) et la valeur de coupure égale à 2,405. A partir d'un modèle précis repris au paragraphe 1.2.4.1 par les équations (1.5), (1.6), (1.7) et surtout à partir d'une intense résolution numérique, des formules empiriques fiables ont été proposées.

Nous retiendrons ce modèle pour le reste de nos calculs. Toutefois, rappelons les hypothèses d'applicabilité de ces formules empiriques déduites de simulations numériques. Il s'agit de :

- $V > 0,85$;
- $0,2 < \frac{d}{\Lambda} < 0,8$;
- $\frac{\lambda}{\Lambda} < 2$.

Afin de déterminer le diagramme de phases représenté par la courbe $\lambda/\Lambda = f(d/\Lambda)$ délimitant les zones de monomodalité, nous résolvons l'équation :

$$V\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = 2,405 \quad (1.31)$$

Nous déduisons de l'expression précédente et de l'équation (1.9), la relation :

$$\lambda/\Lambda = \frac{\ln\left(\frac{\frac{A_2}{2,405-A_1} - 1}{A_3}\right)}{A_4} \quad (1.32)$$

et A_1, A_2, A_3, A_4 calculés avec l'équation (1.10) pour $i = 1$ à 4.

La figure 1.10 ($V = f(\Lambda/\lambda)$) montre bien que pour une valeur fixée Λ/λ , V augmente avec d/Λ c'est-à-dire quand le diamètre des trous et/ou quand la distance inter-trous se réduit. Par ailleurs, pour une géométrie choisie (d/Λ fixée), la fibre devient de moins en

moins monomode quand λ diminue. Cette observation est confirmée par la figure 1.11. Aussi remarque-t-on que pour des valeurs de $\frac{d}{\lambda} \leq 0,4$, la valeur de V reste bien en deçà de 2,405. La figure 1.13 montre le diagramme classique des zones de monomodalité.

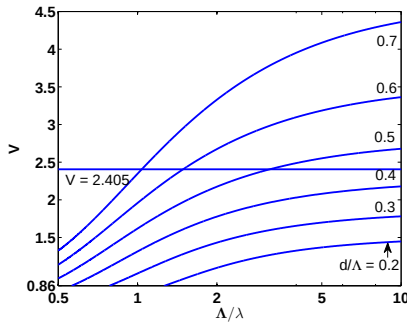


FIGURE 1.10 – L'évolution de V en fonction de Λ/λ pour une valeur de d/Λ fixée (abscisses en échelle logarithmique).

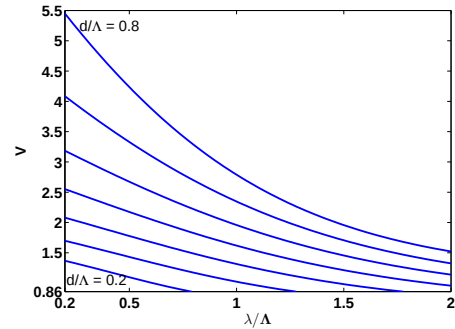


FIGURE 1.11 – L'évolution de V en fonction de λ/Λ pour une valeur de d/Λ fixée (abscisses et ordonnées en échelle linéaire).

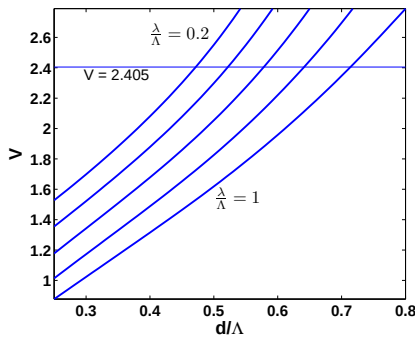


FIGURE 1.12 – L'évolution de V en fonction de d/Λ pour une valeur de λ/Λ fixée (abscisses et ordonnées en échelle linéaire).

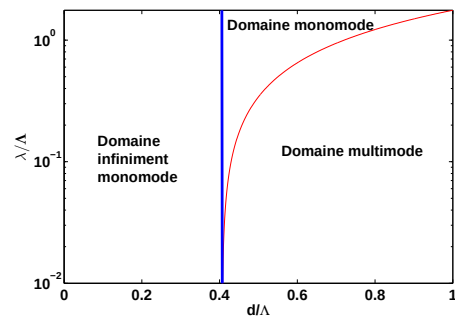


FIGURE 1.13 – Le diagramme de phase délimitant les zones de monomodalité de la fibre microstructurée (ordonnées en échelle logarithmique).

À la figure 1.13, est représentée la courbe de délimitation de la zone de monomodalité, proposée par l'équipe de Cudos en Australie qui utilise la méthode multipolaire [45] permettant de calculer aussi bien les modes que les pertes qui y sont associées. Cette équipe a déduit des simulations numériques une équation (page 253 du livre [46]) empirique donnant $\lambda/\Lambda = f(d/\Lambda)$:

$$\lambda/\Lambda \simeq a(d/\Lambda - b)^c \quad (1.33)$$

avec $a = 2,8 \pm 0,12$; $b = 0,406 \pm 0,003$ et $c = 0,89 \pm 0,02$.

Nous avons retenu cette courbe pour le design de nos PCF en terme de zone de monomodalité puisqu'elle est valable sur tout le domaine de définition de $d/\Lambda \in [0 ; 1[$ contrairement aux équations pour lesquelles $d/\Lambda \in [0,2 ; 0,8]$, (réf. [31]). De plus, cette courbe est plus restrictive car la limite de monomodalité "infinie" est plus basse ($d/\Lambda < 0,406$).

On retrouve bien la condition unanimement admise de la PCF infiniment monomode.

Les pertes par confinement restent élevées pour $d/\Lambda < 0,406$. Par conséquent, nous décidons de modéliser des PCF qui ne soient pas infiniment monomodes mais seulement monomodes aux longueurs d'ondes supérieures à une longueur d'onde choisie. La longueur d'onde de travail étant $\lambda = 1550$ nm, nous voulons des PCF monomodes à partir de $\lambda = 1500$ nm.

Afin de respecter les conditions de monomodalité, si nous fixons par exemple le rayon effectif du cœur de la fibre compris entre $1\text{ }\mu\text{m}$ et $2\text{ }\mu\text{m}$, nous déduisons les valeurs des autres paramètres géométriques de la manière suivante :

- la distance inter-trous (Λ) sera approximativement de $1,7\text{ }\mu\text{m}$ ou $3,5\text{ }\mu\text{m}$, valeur déduite de l'équation (1.8),
- pour une valeur de Λ fixée, les pertes par confinement diminuent (ce que nous voulons) si d/Λ augmente,
- pour une valeur de Λ fixée, et une longueur d'onde de travail, nous pouvons déterminer la valeur maximale de d/Λ qui définisse l'entrée dans la zone de "multimodalité" de la fibre et choisir de rester légèrement en deçà de cette valeur comme démontré (figure 1.14).

En effet, à titre d'exemple, nous choisissons de déterminer d connaissant Λ pour que la fibre soit monomode à 1550 nm. Donc :

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{\Lambda} &= \frac{1550}{1700} \\ &= 0,911 \end{aligned} \quad (1.34)$$

On détermine sur la figure 1.14, le point correspondant sur la courbe de monomodalité. Ensuite, on déduit la valeur $\frac{d}{\Lambda} = 0,679$ correspondante par une simple projection sur l'axe des abscisses.

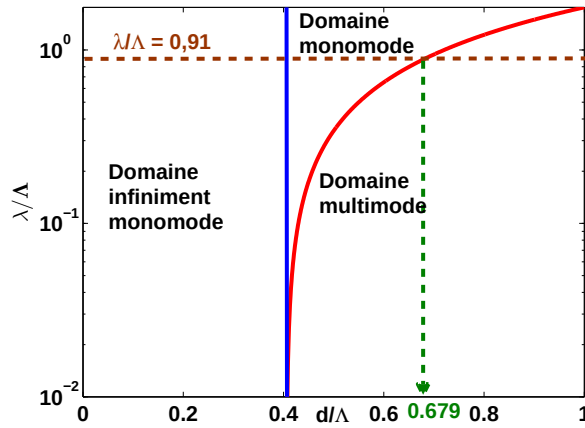


FIGURE 1.14 – Détermination de la zone de "multimodalité" pour une valeur de λ/Λ fixée.

Par conséquent :

$$\Lambda = 1,7\text{ }\mu\text{m} \implies d/\Lambda = 0,679 \implies d = 1,22\text{ }\mu\text{m}.$$

Par la même méthode, on obtient pour :

$$\Lambda = 3,5\text{ }\mu\text{m} \implies d/\Lambda = 0,527 \implies d = 1,84\text{ }\mu\text{m}.$$

C'est cette méthode que nous avons utilisée pour vérifier le caractère monomodal à $\lambda = 1550$ nm, des PCF utilisées.

En tenant compte des conditions de validité des formules empiriques, nous avons calculé et résumé au tableau 1.7 les paramètres des PCF utilisées à l'exception de la T510B qui est multimode et dont le rapport $\frac{d}{\Lambda} = 1,1$ ne respecte pas l'une des hypothèses d'applicabilité des formules empiriques : $0,2 < \frac{d}{\Lambda} < 0,8$. Seules les fibres T452A et T510A sont monomodes à une longueur d'onde de 1550 nm.

		Monomodes		Multimodes		
		T452A	T510A	T794A	T797A	T625B
Equ. (1.8)	a_{eff} (μm)	2,18	0,74	2,18	2,96	2,96
Equ. (1.9)	V	2,079	2,09	3,187	2,532	3,006
Equ. (1.11)	W	1,464	1,362	2,668	1,965	2,479
Equ. (1.20, 1.21)	w (μm)	2,672	0,903	2,043	3,145	2,855
Equ. (1.19)	A_{eff} (μm ²)	22,429	2,561	13,112	31,073	25,607
Equ. (1.25)	NA	0,181	0,479	0,234	0,155	0,170
Equ. (1.13)	n_{eff}	1,440	1,331	1,435	1,440	1,439
Equ. (1.14)	n_{FSM}	1,431	1,236	1,40	1,426	1,415

Tableau 1.7 – Les paramètres des PCF utilisées à $\lambda = 1550$ nm.

La dépendance de l'indice de réfraction n_{FSM} par rapport à la longueur d'onde optique permet de confiner le mode fondamental dans le cœur tout en laissant s'échapper les modes d'ordres supérieurs.

Hormis le fait que la valeur de V permette de tracer le diagramme de bande des zones de monomodalité en fonction de la géométrie de la fibre, elle est prise en compte dans le calcul des paramètres optiques de la fibre.

1.2.4.6 La dispersion

La dispersion est une propriété de la fibre qui caractérise la différence de chemin à un instant t donné, entre les différents modes guidés dans la fibre, chaque mode étant représenté par son *chemin de propagation*, sa *longueur d'onde* et sa *polarisation*.

Comme le but initial de la fibre optique est son utilisation dans les réseaux de télécommunications, la lumière est transmise sous forme d'impulsion dans les fibres. L'élargissement de ces impulsions lors de la propagation dans la fibre est également appelé la dispersion. Elle peut être classée en cinq catégories à savoir :

La dispersion modale. Encore appelée *inter-modale*, la dispersion *modale* est liée à l'existence de plusieurs modes optiques guidés dans la fibre. En effet, pour une même longueur d'onde, différents modes peuvent se propager dans une fibre si cette dernière n'est pas monomode. A cause de la différence de longueur des chemins parcourus, deux impulsions envoyées au même instant arriveront à des instants différents. Elle s'exprime en picosecondes par kilomètre (ps/km). Elle est la plus sévère des dispersions et entraîne

une interférence entre les différentes impulsions. Pour pallier ce problème, l'utilisation des fibres monomodes a été recommandée. Hormis la dispersion modale qui n'apparaît que dans des fibres multimodes, les autres types de dispersion peuvent apparaître dans tout type de fibres.

La dispersion liée au matériau. Même si la fibre est monomode, la longueur d'onde de propagation est centrée sur une valeur avec une légère variation autour de cette longueur d'onde. Cette variation dépend de la largeur spectrale de la source utilisée pour injecter la lumière dans la fibre. L'indice de réfraction de la fibre dépend de chaque composante du spectre. Par conséquent, chaque mode se propage à une vitesse différente conduisant ainsi à l'élargissement temporel et à la déformation de l'impulsion. Cette dispersion est nulle dans les fibres de silice à une longueur d'onde de $1,27\ \mu\text{m}$ [47].

La dispersion du guide. Elle provient de la résolution des équations d'onde qui montrent une dépendance de la constante de propagation à la longueur d'onde même si la dispersion du matériau n'est pas prise en compte.

La dispersion chromatique. Il s'agit de la contribution la plus importante à la dispersion dans une fibre optique conventionnelle. Elle inclut les dispersions du matériau et du guide. Ces effets combinés de la dispersion sont néfastes pour la propagation d'impulsion le long de la fibre. Ils limitent la distance maximale sur laquelle le signal peut se propager. La dispersion chromatique est minimale dans une fibre optique conventionnelle autour de la longueur d'onde de $1310\ \text{nm}$. Un autre type de fibre, la fibre à dispersion décalée (Dispersion-Shifted Fibre : DSF), a été mise au point afin de faire coïncider la longueur d'onde de dispersion minimale avec la longueur d'onde d'atténuation minimale qui est de $1550\ \text{nm}$. La DSF a fait l'objet d'une attention particulière durant cette thèse.

Souvent notée D , la dispersion chromatique s'exprime en $\text{ps}/(\text{nm.km})$. On parle de régime de dispersion anormale lorsque la valeur de D est positive. Dans ce cas, les longueurs d'onde élevées se propagent moins vite que les autres. Dans les autres cas, la dispersion est dite normale.

La mesure de la dispersion chromatique se fait au moyen du processus de mélange à 4 ondes (Four Wave Mixing : FWM) en utilisant le signal anti-Stokes FWM. Les impulsions utilisées sont de $1\ \mu\text{s}$. Un spectrogramme est tracé en utilisant des fenêtres de temps. Plus la fenêtre est grande, la détermination des oscillations est plus robuste mais avec moins de résolution [48]. La mesure de la dispersion chromatique peut se faire par des méthodes autres que le mélange à 4 ondes à l'instar de la méthode de la phase avec un interféromètre de Mach Zehnder.

La dispersion de polarisation. Il est possible de supprimer la dispersion intermodale en utilisant une fibre monomode, tout comme la dispersion chromatique en travaillant à la longueur d'onde de zéro de dispersion. Toutefois, un autre type de dispersion dite de polarisation [49, 50] peut réduire la vitesse de transfert de données (bande passante) dans la fibre. En effet, dans une fibre optique monomode, deux modes dégénérés ayant des polarisations orthogonales peuvent se propager. Ainsi, la vitesse de propagation du signal dépend de son état de polarisation. Considérant un cas idéal de symétrie parfaite,

ces deux modes dégénérés peuvent se propager sans interagir. Mais de légères variations et dissymétries dans la structure du cœur de la fibre entraînent une interaction de ces deux modes, modifiant de fait leur caractère dégénéré. On parle de biréfringence. Il s'agit d'une propriété que certains matériaux transparents ont, en raison de leur structure cristallographique : c'est le cas de nombreux cristaux anisotropes qui, caractérisés par deux indices de réfraction, permettent de transmettre distinctement la lumière selon sa polarisation. La biréfringence peut aussi être de nature extrinsèque : elle est dans ce cas induite dans le matériau sous l'action d'un champ électrique, magnétique, voire sous l'action de contraintes mécaniques. Elle est caractérisée par :

- la biréfringence de phase ou modale (Δn)

$$\Delta n = |n_x - n_y| \quad (1.35)$$

avec n_x et n_y les indices de réfraction du cœur de la fibre respectivement suivant l'axe des "x" et des "y".

Elle est normalement nulle. Mais à cause des défauts de fabrication, sa valeur moyenne est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} dans les PCF.

- la longueur de battement (L_B) : c'est la distance nécessaire pour une rotation de 360° de la polarisation. C'est aussi la longueur de propagation dans la fibre au bout de laquelle n'importe quel état de polarisation se retrouve identique à lui-même. Son ordre de grandeur est de quelques centimètres.

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (1.36)$$

Plus la biréfringence est élevée, moins grande est la longueur de battement.

Ce type de dispersion est moins facile à maîtriser car il varie au cours du temps. Une façon de l'éviter est l'utilisation des fibres à maintien de polarisation à cœur elliptique [51], à biréfringence de contrainte (Bow-tie et Panda) [52]. Dans ces fibres spéciales, les deux axes orthogonaux de propagation ne sont plus identiques, l'un étant plus rapide que l'autre. Ainsi, la lumière linéairement polarisée suivant chacun des deux axes, se propage à une vitesse différente sur chacun d'eux, conduisant alors à une biréfringence linéaire.

Ce paramètre est important pour le couplage de modes car plus la biréfringence est forte (L_B petite), plus il est difficile de réaliser ce couplage.

Le contrôle de la dispersion dans une fibre optique constitue un problème majeur dans les télécommunications. Grâce aux fibres microstructurées, la dispersion peut être optimisée à dessein. En effet, il est possible de réaliser des fibres soit avec des zéros de dispersion à des longueurs d'onde inférieures à $1,27 \mu\text{m}$ en rendant la dispersion plus anormale (la valeur de D positive) ou avec une dispersion normale à $1,55 \mu\text{m}$ [47, 53].

Les problèmes de dispersion sont moins désastreux dans des applications capteurs qu'ils ne le sont dans des applications de télécommunications optiques. Cela s'explique par le fait que les longueurs de fibres concernées dans les applications capteurs sont plus faibles que celles utilisées dans les télécommunications optiques [28]. Nous nous sommes donc moins intéressés à la dispersion dans les PCF que nous avons utilisés.

1.2.4.7 Les interactions onde-matière

La diffusion Rayleigh. Il s'agit d'une diffusion causée par les inhomogénéités présentes dans le matériau. Il en va ainsi pour tous les matériaux transparents [54]. La diffusion Rayleigh est la plus importante contribution à l'affaiblissement intrinsèque dans une fibre optique. Une onde incidente linéairement polarisée excite les dipôles qui sont parallèles à son vecteur-champ électrique. La diffusion se fait dans le plan perpendiculaire au vecteur-champ électrique. Cette diffusion dite *élastique* ne change pas l'énergie du milieu. Les diffusions Raman et Brillouin, quant à elles, sont de type *inélastique*. La

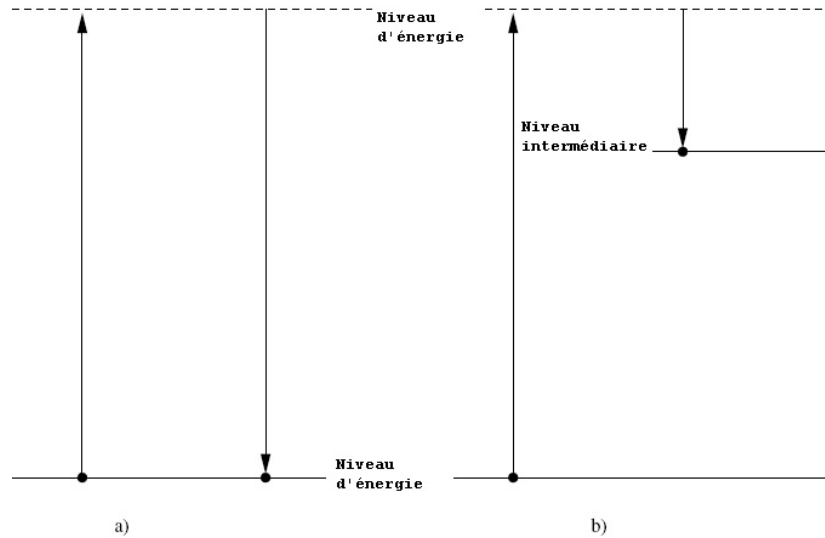


FIGURE 1.15 – a) *Processus élastique* - b) *Processus inélastique*.

figure 1.15 illustre les processus élastique et inélastique.

En plus de cette diffusion linéaire c'est-à-dire sans aucun transfert d'énergie entre l'onde et le matériau, il y a aussi les diffusions non linéaires.

L'optique non linéaire a vu le jour en 1961 quand **Franken et al.** [55] ont observé une radiation à une longueur d'onde différente de celle du laser émetteur. Les non-linéarités optiques sont décrites par une relation non linéaire entre le champ électromagnétique et la polarisation régnant dans le matériau. La forte intensité de lumière traversant le milieu, provoque une réponse non linéaire de ce dernier. Ensuite le milieu réagit en modifiant les champs optiques d'une manière non linéaire.

Un milieu diélectrique soumis à un champ électromagnétique, est le siège de moments dipolaires induits³. Sous l'action du champ extérieur appliqué, les charges positives et négatives qui composent les molécules ou atomes du matériau isolant, se meuvent localement⁴ en sens opposés. Les barycentres des charges positives et négatives ne se confondent alors plus. Il s'ensuit l'apparition d'une polarisation $\mathcal{P}$ induite assimilable au moment dipolaire résultant par unité de volume. Compte tenu des effets négligeables de la composante magnétique du champ appliqué sur les matériaux concernés par la présente étude, seule la composante électrique de ce champ est prise en compte par la suite.

3. Optique non linéaire, J.-Y. Courtois
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/page.php?vol=4&art=courtois&cont=info>.

4. Dans un diélectrique dépourvu de charges de conduction, contrairement aux conducteurs, seuls de petits déplacements des charges sont possibles en raison des plus fortes forces de liaisons qui lient les charges à l'atome.

La relation liant la polarisation $\mathcal{P}$ du milieu au champ électrique incident E , si l'on suppose les susceptibilités électriques réelles⁵, est donnée par [56] :

$$\mathcal{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \right) \quad (1.38)$$

Dans cette expression :

- ϵ_0 est la permittivité du vide,
- $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité linéaire,
- $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ sont respectivement les susceptibilités non linéaires d'ordres 2 et 3.

La susceptibilité exprime la dépendance de la polarisation du milieu par rapport au champ électrique incident. La présence des susceptibilités $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ permet d'expliquer les non-linéarités d'ordres 2 et 3.

L'intensité lumineuse requise pour observer des effets de non-linéarité peut varier selon qu'il y a ou pas d'accord de phase de tous les dipôles induits c'est-à-dire selon qu'ils rayonnent ou pas de manière cohérente.

Les principaux effets non linéaires rencontrés en optique sont des 2^{ème} et 3^{ème} ordres.

Les non-linéarités du 2^{ème} ordre. Le doublage de fréquence, la rectification optique et le mélange paramétrique constituent des exemples de non-linéarités d'ordre 2. Dans le cas des deux premiers, la polarisation est créée par suite de l'interaction entre le milieu diélectrique de susceptibilité $\chi^{(2)}$ et une seule onde optique incidente. En revanche, le mélange paramétrique est une non-linéarité d'ordre 2 qui naît de l'interaction entre, d'une part, un diélectrique de susceptibilité $\chi^{(2)}$ et, d'autre part, deux ondes optiques incidentes émises par deux sources lasers quasi monochromatiques de pulsations différentes. La polarisation induite peut, dans ce cas, contenir plusieurs composantes ou produits d'intermodulation : le rayonnement de fréquence égale à la valeur absolue de la différence des fréquences des ondes optiques incidentes donne lieu au mélange paramétrique.

Le doublage de fréquence exprime l'apparition du rayonnement d'une onde à la fréquence double de celle de l'onde incidente émise par la source optique incidente appelée aussi *laser de pompe*.

On parle de rectification optique lorsque, sous l'action d'une pompe optique, une polarisation permanente et constante est induite au sein du diélectrique. Lorsque le diélectrique revêt la forme d'un cristal de forme parallélépipédique, un dipôle électrique permanent engendre, sur les faces opposées du cristal, une tension électrique. Le mécanisme de la rectification optique peut être exploité pour créer des sources d'émission TéraHertz (THz).

Il est important de noter que ces effets non linéaires du 2^{ème} ordre n'existent pas dans les matériaux possédant une symétrie d'inversion. La silice (SiO_2) en constitue un exemple.

5. Dans le cas le plus général, le développement en puissances des composantes de polarisation est de la forme :

$$\mathcal{P} = \epsilon_0 [\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots] \quad (1.37)$$

Les non-linéarités du 3^{ème} ordre. Les non-linéarités d'ordre 3 les plus importantes supposent que la propriété d'inversion de symétrie de matériau soit respectée. Cette propriété permet de négliger les effets du 2^{ème} ordre associés à la susceptibilité $\chi^{(2)}$. Les non-linéarités d'ordre 3 peuvent impliquer une onde laser, voire deux et même plus. Dans le cas d'une seule onde laser incidente, l'effet **Kerr** peut apparaître.

Lorsque deux ondes lasers stimulent un diélectrique, un rayonnement lumineux peut apparaître sous la forme d'ondes diffusées de type Raman ou Brillouin.

Afin de comparer deux fibres en terme de non-linéarité, on utilise le "coefficient de non-linéarité" donné par [36] :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad (1.39)$$

γ s'exprime en $m^{-1}W^{-1}$, n_2 (en m^2/W) représente le coefficient d'indice non linéaire, c (en m/s) la vitesse de l'onde optique, A_{eff} (en m^2) l'aire de la section effective et ω (en rad/s) la pulsation de l'onde optique ($\omega = 2\pi f$).

Dans cette section, nous passerons en revue les plus importants des effets non linéaires associés à la susceptibilité du troisième ordre $\chi^{(3)}$ à l'exception de la diffusion Brillouin qui sera exposée au chapitre 2.

L'effet Kerr optique. L'effet Kerr optique s'apparente à la classe des biréfringences induites par un champ électrique d'intensité suffisante. La biréfringence est alors proportionnelle au carré du champ électrique appliqué. On parle d'effet Kerr optique lorsque la biréfringence est créée par la composante électrique d'une onde électromagnétique incidente. L'indice de réfraction varie alors linéairement avec l'intensité lumineuse.

Dans les fibres optiques, l'effet se produit lorsque des impulsions lumineuses très brèves et très intenses se propagent dans le cœur de la fibre. Dans ce cas, la biréfringence est décrite par l'équation suivante :

$$\Delta n = n_2 |E|^2 \quad (1.40)$$

Avec :

- Δn la biréfringence,
- $n_2 = K\lambda$ où K est la constante de *Kerr* et λ la longueur d'onde optique. n_2 dépend du matériau et est exprimé en m^2/W ,
- $|E|$ le module du champ électrique exprimé en V/m.

Comme Δn est un paramètre adimensionnel, il convient de clarifier les unités des autres paramètres de l'équation (1.40). $|E|$ s'exprime normalement en V/m donc n_2 devrait être exprimé en m^2/V^2 mais son unité est souvent m^2/W d'où la nécessaire conversion ci-après [36] :

$$\Delta n = n_2 |E|^2 \quad (1.41)$$

$$= n'_2 I_p \quad (1.42)$$

avec $I_p = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n |E|^2$ l'intensité du champ optique et ϵ_0 la permittivité du vide. n'_2 correspond au "vrai sens" de n_2 et s'exprime en m^2/W . En réalité, lorsque nous utilisons

l'unité m^2/W pour n_2 , il s'agit de $n'_2 = 2n_2/(\epsilon_0 c n)$.
 $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ et $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

On peut montrer que, lors de l'apparition de l'effet Kerr, la conservation de l'énergie est respectée.

L'interaction d'une seule onde optique avec le matériau s'accompagne toujours d'une diffusion spontanée. La diffusion stimulée, en revanche, apparaît lorsque deux ondes interagissent et font intervenir le concept de diffusion stimulée dans laquelle une onde appelée *onde de sonde* interagit avec une onde de fréquence plus élevée appelée *onde de pompe*. Cette dernière possède un décalage de fréquence par rapport à la première. Le battement entre les deux ondes forme une onde qui à son tour interagit de nouveau avec l'onde de pompe pour donner une onde de même fréquence que l'onde de sonde : d'où l'expression stimulée.

La possibilité de transfert de puissance entre les ondes de pompe et de sonde est due à l'existence dans le milieu non linéaire d'une composante de polarisation possédant la même fréquence et le même vecteur d'onde que l'onde de sonde. Lorsque l'onde de pompe possède une fréquence plus grande que l'onde de sonde, on assiste à une amplification de l'onde de sonde ; le cas échéant à son affaiblissement.

Les diffusions Raman et Brillouin se différencient par la valeur du décalage en fréquence entre l'onde incidente et l'onde diffusée, la largeur spectrale de l'onde diffusée et le gain (amplification) du phénomène.

La diffusion Raman.

La diffusion Raman spontanée.

Contrairement à la diffusion Rayleigh, le photon incident de fréquence f est transformé en un photon de fréquence plus petite f_s , appelée fréquence Stokes. La différence $h(f - f_s)$ correspond à l'énergie échangée avec le milieu. Dans cette expression, h désigne la constante de *Planck*.

L'énergie ainsi échangée peut conduire à un changement d'état électronique ou de niveau vibrationnel ou rotationnel des molécules constituant le matériau. Dans le cas où le photon libéré possède une fréquence plus élevée que celle de l'onde incidente, on parle de fréquence anti-Stokes associée à l'onde anti-Stokes.

La diffusion Raman stimulée.

L'effet stimulé nécessite donc l'existence des ondes de pompe et de sonde. Nous pouvons schématiser ce phénomène pour l'onde Stokes à l'aide de la figure 1.16. Sur cette figure, l'onde de pompe excite le milieu non linéaire. Un photon correspondant à l'énergie (hf) de l'onde de pompe est absorbé. Selon les caractéristiques du milieu, un photon de même énergie (hf_s) que celle de l'onde de sonde est alors émis, amplifiant ainsi l'onde de sonde. Un transfert d'énergie entre les ondes de pompe et de sonde est ainsi réalisé.

Le décalage de fréquence de l'onde diffusée est de l'ordre d'une dizaine de THz. Dans ce type de diffusion, l'onde Stokes a une intensité beaucoup plus élevée que celle anti-Stokes.

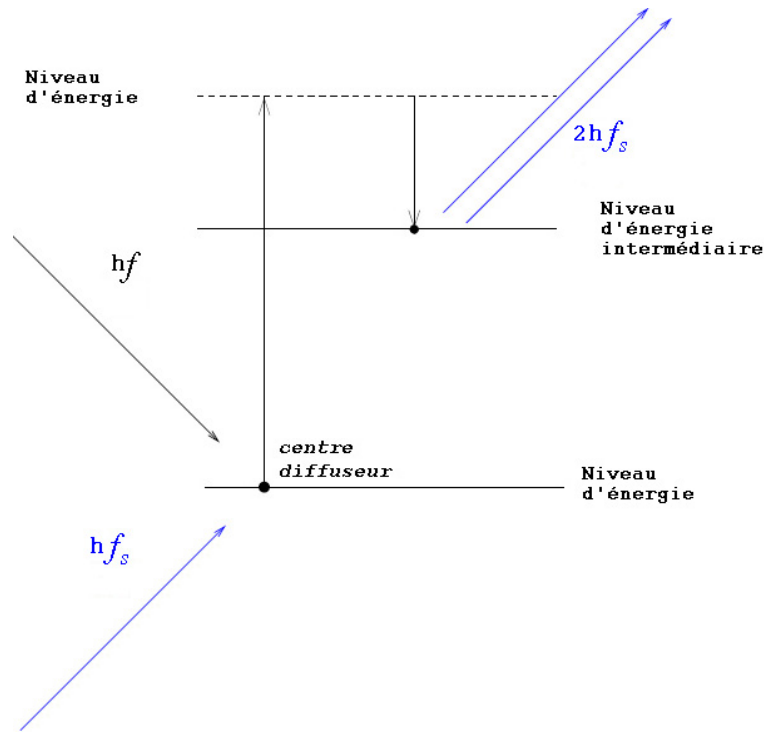


FIGURE 1.16 – Le mécanisme de la diffusion stimulée (pour l'onde Stokes).

La comparaison des diffusions non linéaires avec la diffusion Rayleigh est présentée au tableau 1.8.

Type de diffusion	Rayleigh	Raman	Brillouin
Processus	élastique	inélastique	inélastique
Origine	fluctuation locale de la densité	fluctuation de la polarisabilité	fluctuation temporelle de la densité
Ordre de grandeur du décalage fréquentiel	0	13 THz	11 GHz
Largeur spectrale	dizaines de MHz	5-6 THz	dizaines ou centaines de MHz
Ordre de grandeur du gain (m/W)	10^{-14}	10^{-12}	10^{-11}

 Tableau 1.8 – La comparaison des diffusions non linéaires du 3^{ème} ordre avec la diffusion Rayleigh.

La classification des effets non linéaires est résumée dans le tableau 1.9 ci-dessous :

Ordre des non-linéarités			
2 ^{ème} ordre		3 ^{ème} ordre	
Doublage de fréquence Rectification	Mélange paramétrique	Effet Kerr optique	Diffusion Raman Diffusion Brillouin

Tableau 1.9 – Le résumé des principaux effets non linéaires.

1.2.5 Les applications des PCF

L'une des applications les plus citées est la génération de supercontinuum [24] qui permet la génération de lumière blanche à large bande. La focalisation de la lumière à la limite de la diffraction est donc possible à cause de la cohérence spatiale de ces sources.

On peut également envisager le transport de certains fluides notamment des gaz dans les trous de la fibre microstructurée.

Dans les télécommunications de longues distances, les fibres optiques conventionnelles pourraient être remplacées par les fibres microstructurées à cœur creux. Les fortes réductions de non-linéarités dans ce type de fibres microstructurées permettraient d'avoir des canaux de longueur d'onde de plus en plus proches tout en évitant la diaphonie (phénomène qui se passe quand deux canaux de téléphonie très proches se superposent).

Les applications sont innombrables dans le domaine très varié des capteurs fibrés (biologie, environnement, résistance des matériaux, chimie, médecine) sans oublier les lasers [23], et amplificateurs lasers à forte puissance. L'utilisation des fibres à cristaux photoniques dans les lasers et amplificateurs lasers aide à évacuer la chaleur due à la forte puissance et garantit le caractère monomode du laser.

Le tableau ci-après résume quelques applications importantes des PCF.

Les fibres microstructurées				
Les fibres à bandes interdites photoniques (à cœur de bas indice)		Les fibres à réflexion totale interne modifiée (à cœur de haut indice)		
A cœur solide	A cœur creux	A grande ouverture numérique	Fortement non linéaires	A grande aire effective
Télécommunications	Télécommunications	Tomographie (forte cohérence optique)	Dispersion nulle dans le visible	Guidage infiniment monomode
Réalisation de lasers	Compression d'impulsions	Réduction de la sensibilité aux courbures	Génération de supercontinuum	Limitation des effets non linéaires
Transport de fortes puissances	Transport de fortes puissances	Structure à deux gaines	Exacerbation des effets non linéaires	Transport de fortes puissances
Filtres de pertes distribués	Possibilité de remplissage du cœur par des gaz	Transport de puissances optiques	Capteurs	Filtrage de modes
Suppression ou exacerbation des effets non linéaires	Suppression de réflexion de Fresnel	Capteurs		Capteurs
	Utilisation de fréquences exotiques			
	Capteurs			

Tableau 1.10 – Les applications des PCF.

1.3 Modélisation des fibres à cristaux photoniques

Le calcul des modes de propagation dans une fibre optique se fait par la résolution des équations de Maxwell dont on déduit les champs électriques et magnétiques. A partir d'une résolution vectorielle, on déduit les paramètres de propagation de la fibre.

Certaines approximations peuvent être faites et permettent d'utiliser un modèle scalaire d'indice effectif [57]. Cependant, afin d'obtenir des résultats plus précis, les méthodes vectorielles s'imposent [58]. L'avancée technologique des performances informatiques des ordinateurs (augmentation de la vitesse des processeurs, parallélisation des systèmes) sans oublier l'amélioration des méthodes de résolution numérique ont conduit à l'abandon des méthodes scalaires.

Plusieurs méthodes et outils de modélisation des fibres microstructurées ont été développés à partir des années 1997. Les techniques les plus utilisées sont la méthode multipolaire [46, 59–62] et la méthode des éléments finis. Cette dernière est plus rapide et son efficacité est remarquable. Fort de cela, c’est la méthode des éléments finis que nous utiliserons dans ce travail.

Pour cette méthode, nous employons le logiciel commercial Comsol. Tout d’abord, nous modélisons la structure de la fibre via Comsol Script. Ensuite, il faut faire un premier maillage de la structure, qui sera de plus en plus affiné. Il faut veiller à ce que le maillage aux interfaces air-silice soit plus fin. Grâce à la symétrie des fibres microstructurées que nous avons utilisées [63–65], le temps de calcul est amélioré. Les figures ci-après montrent la structure entière d’une fibre que nous avons simulée avant le maillage (figure 1.17) puis le spectre de confinement de son mode optique fondamental (figure 1.18). Celui-ci est déterminé en comparant les indices effectifs de mode calculés. Dans notre cas, celui ayant la plus faible partie imaginaire et dont la partie réelle est la plus proche de l’indice du cœur est choisi. Quant aux fibres de Bragg à cœur creux, la partie imaginaire la plus faible ne correspond pas au mode fondamental. Le confinement de l’énergie optique dans le cœur (figure 1.18) montre que la fibre est monomode. Sa valeur de V calculée est bien inférieure à 2,405, ce qui est conforme à la théorie.

Rappelons que le logiciel a besoin des paramètres non seulement géométriques mais aussi mécaniques du matériau de la fibre. Le calcul au préalable de l’indice de mode effectif (équation (1.13)) estimé de la fibre permet de mieux localiser le mode fondamental optique.

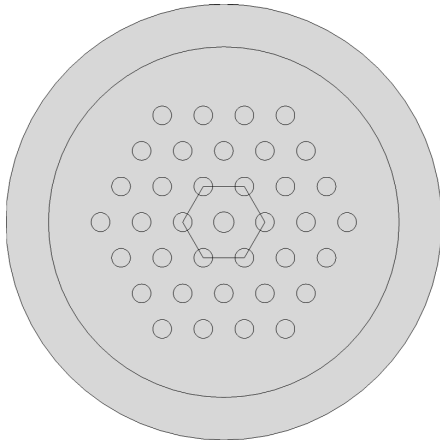


FIGURE 1.17 – La structure d’une PCF avant le maillage.

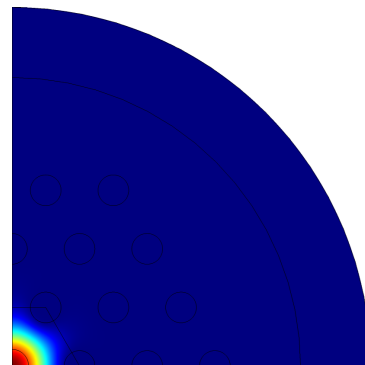


FIGURE 1.18 – Le mode optique fondamental dans une PCF. Celui-ci est bien confiné dans le cœur.

1.4 Techniques d'épissures des fibres microstructurées

Les calculs théoriques et/ou numériques sur les fibres optiques ont besoin d'être vérifiés par des expériences. Dans la plupart des cas, ce sont elles qui permettent d'améliorer les calculs ou de déduire des expressions empiriques. La manipulation des fibres optiques en laboratoire implique leurs épissures à d'autres fibres. Il existe dans le commerce des soudeuses de haute qualité préférentiellement conçues pour les fibres optiques conventionnelles. Quant aux soudeuses pour PCF, elles sont excessivement chères. Nous nous sommes donc contentés de notre soudeuse pour SMF, la "Fujikura FSM-45PM-LDF" qui est une soudeuse à électrodes (voir figures 1.19 et 1.20).



FIGURE 1.19 – L'image de la soudeuse Fujikura FSM-45PM-LDF.

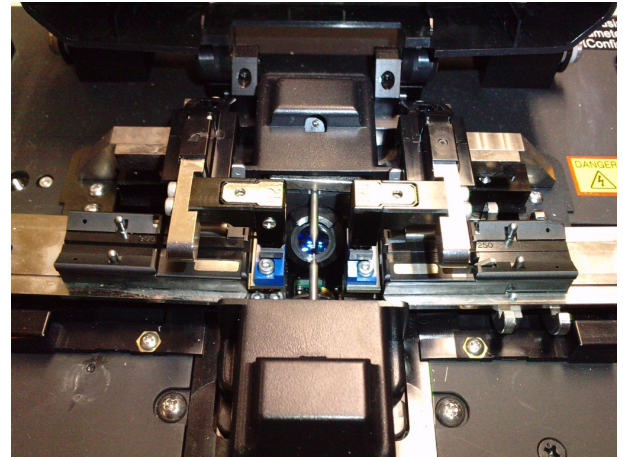


FIGURE 1.20 – L'image des électrodes de la soudeuse Fujikura FSM-45PM-LDF.

Elle nous a permis de souder les fibres microstructurées à gros cœur avec des pertes d'épissures acceptables de l'ordre de 0,9 dB. Par ailleurs, l'épissure des PCF de petit cœur est moins bonne car avec des diamètres de cœur de l'ordre de $2\text{ }\mu\text{m}$, nous sommes à la limite de la diffraction de la lumière à $1,55\text{ }\mu\text{m}$. Le coefficient T de transmission de puissance entre deux fibres parfaitement alignées, l'une en face de l'autre est calculé en utilisant l'équation suivante [39] :

$$T = \frac{4w_1^2 w_2^2}{(w_1^2 + w_2^2)^2} \quad (1.43)$$

avec w_1 et w_2 les rayons de mode respectifs des fibres à épisser.

D'où l'expression des pertes d'épissures (en dB) :

$$\alpha_{dB} = -10 \log_{10}(T) = -10 \log_{10} \left(\frac{4w_1^2 w_2^2}{(w_1^2 + w_2^2)^2} \right) \quad (1.44)$$

$$= -10 \log_{10} \left(\frac{4(w_1/w_2)^2}{((w_1/w_2)^2 + 1)^2} \right) \quad (1.45)$$

La qualité d'une épissure dépend aussi bien des pertes qu'elle cause, que de sa résistance à la traction et à la flexion, le plus important étant les pertes qu'il faut minimiser. L'observation de la figure 1.21 montre qu'elles sont minimales lorsque w_1/w_2 tend vers 1.

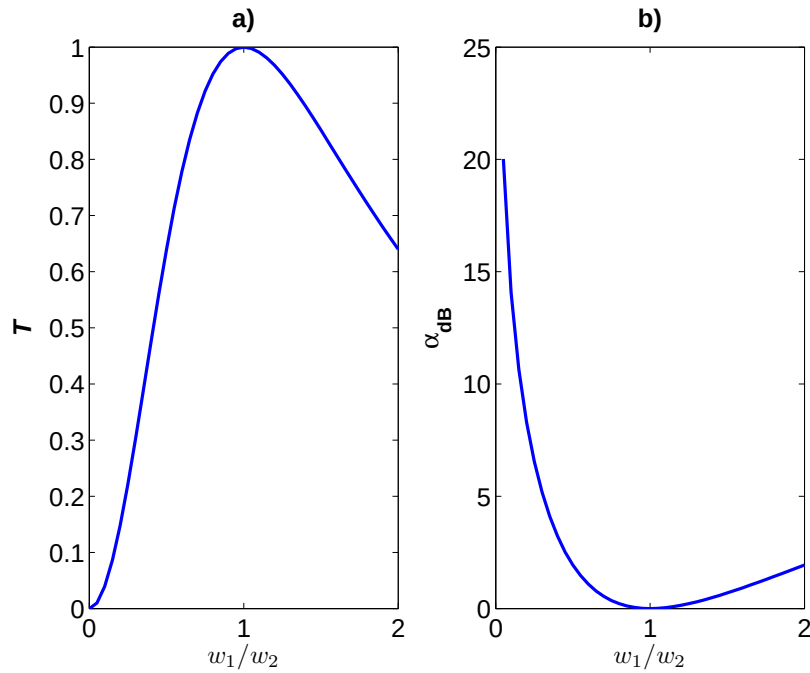


FIGURE 1.21 – a) Le coefficient de transmission de puissance - b) Les pertes d'épissures (en dB) en fonction du ratio des rayons de mode des deux fibres.

C'est pourquoi lors d'une épissure, il faut veiller à ce que les deux fibres aient des rayons de mode dont les valeurs ne sont pas très différentes l'une de l'autre. En outre, il faut qu'elles soient parfaitement alignées l'une en face de l'autre.

Dans notre cas, nous avons un montage fibré composé majoritairement de la fibre standard (SMF) qui sera raccordée aux extrémités de la fibre microstructurée à tester. Lorsque le rayon de mode de la fibre microstructurée est du même ordre de grandeur que celui de la fibre SMF, l'épissure se fait directement (figure 1.22). Dans le cas contraire, nous utilisons des fibres d'adaptation dont les caractéristiques sont rappelées au tableau 1.11. Le cœur de ces dernières, est dopé au Germanium (GeO_2), ce qui permet l'adaptation de mode avec l'autre fibre soudée. L'une des extrémités de ces fibres d'adaptation est soudée à la fibre microstructurée tandis que la seconde est soudée à la fibre SMF du montage (figure 1.23) dont le rayon de mode est de l'ordre de $3\text{ }\mu\text{m}$.

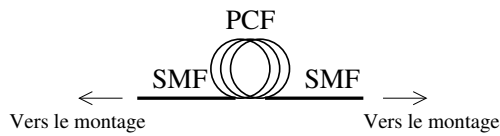


FIGURE 1.22 – La configuration pour une épissure directe d'une PCF sur le montage.

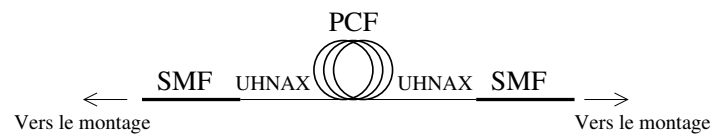


FIGURE 1.23 – La configuration pour une épissure indirecte d'une PCF sur le montage - Le "X" de UHNAX remplace 1, 3 ou 4.

Paramètres	UHNA1	UHNA3	UHNA4
λ (nm)	1100-1600	960-1600	1100-1600
w (μm) @ 1550 nm	$2,4 \pm 0,15$	$2,05 \pm 0,15$	$2 \pm 0,15$
NA	0,28	0,35	0,35
Aire effective calculée ⁶ (μm^2)	$18,08 \pm 0,07$	$13,19 \pm 0,07$	$12,56 \pm 0,07$
V (calculée) ⁷	2,72	2,9	2,84

Tableau 1.11 – Les caractéristiques des fibres d'adaptation utilisées.

La figure 1.24 présente les pertes de quelques épissures directes entre une fibre SMF et des fibres microstructurées. On y remarque que les pertes sont élevées pour la PCF T510A dont le rayon de mode est très petit par rapport à celui de la SMF.

L'alignement à réaliser pour les fibres à souder est illustré (figure 1.25). Les centres des cœurs des deux fibres doivent être bien ajustés l'un en face de l'autre aussi bien horizontalement que verticalement (figure 1.26).

	T625B	T510A
SMF	0,9 dB	7,5 dB

FIGURE 1.24 – Les pertes d'épissures pour quelques fibres microstructurées.

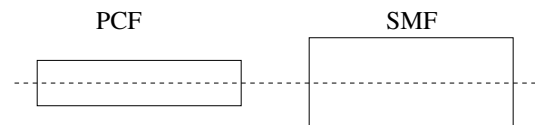


FIGURE 1.25 – La vue de plan vertical de deux fibres parfaitement alignées pour l'épissure.

Nous avons réalisé des épissures entre les fibres d'adaptation (tableau 1.11) et une SMF, puis comparé les pertes mesurées à celles théoriques (tableau 1.12). On vérifie aisément que les pertes sont d'autant plus faibles que la valeur du rayon de mode des fibres d'adaptation est proche de celle du rayon de mode de la SMF. C'est pour cette raison que nous retiendrons la fibre d'adaptation "UHNA4" pour les épissures avec les

6. Calcul effectué à partir de l'équation (1.19)

7. Calcul effectué à partir de l'équation (1.28)

PCF T510A et T510B (tableau 1.13). Les pertes de soudure entre la UHNA4 et la SMF sont de 0,6 dB et celles entre la UHNA4 et la T510A sont de 3,5 dB soit une perte totale de 4,1 dB. Grâce à la UHNA4, les pertes sont réduites de 3,4 dB!

		UHNA1	UHNA3	UHNA4
SMF	théoriques	0,21	0,61	0,69
	mesurées	0,31	0,81	0,6

	T510A	T510B
UHNA4	3,5 dB	5 dB

Tableau 1.12 – Les pertes d'épissures entre une SMF et les fibres d'adaptation UHNAX - Le "X" de UHNAX remplace 1, 3 ou 4.

Tableau 1.13 – Les pertes d'épissures entre la fibre UHNA4 et des PCF.

Les figures ci-après illustrent l'importance de l'adaptation des modes dans la réduction des pertes de soudure. On note que les pertes de soudure entre la UHNA4 et la SMF sont plus faibles ce qui se justifie par une meilleure adaptation des diamètres de mode.

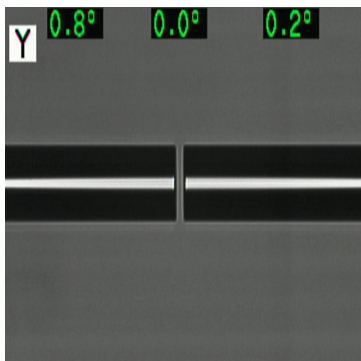


FIGURE 1.26 – L'épissure de la fibre d'adaptation UHNA4 (à gauche) à la fibre conventionnelle SMF : étape d'alignement.

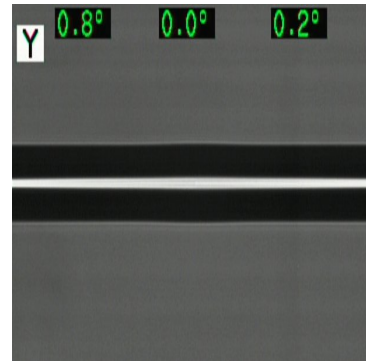


FIGURE 1.27 – L'épissure de la fibre d'adaptation UHNA4 (à gauche) à la fibre conventionnelle SMF. Les pertes sont de 0,6 dB.

Les figures 1.27, 1.28 et 1.29 montrent respectivement les épissures des fibres SMF, T625B et T510A avec la fibre d'adaptation UHNA4 avec des pertes de 0,6 dB, 4 dB et 3,5 dB.

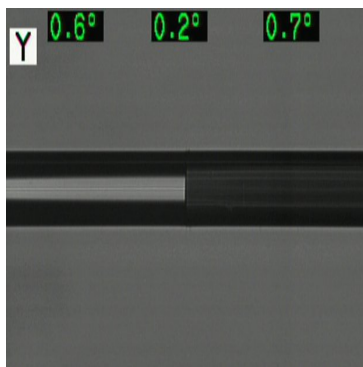


FIGURE 1.28 – L'épissure de la fibre d'adaptation UHNA4 (à gauche) à la fibre microstructurée T625B. Les pertes sont de 4 dB.

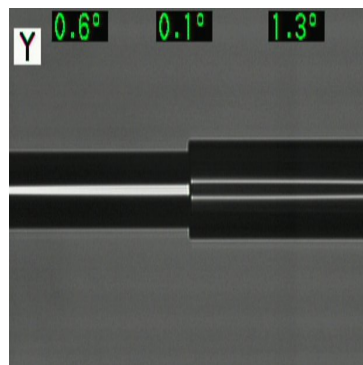


FIGURE 1.29 – L'épissure de la fibre d'adaptation UHNA4 (à gauche) à la fibre microstructurée T510A. Les pertes sont de 3,5 dB.

1.5 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté les fibres optiques microstructurées ainsi que leurs principales propriétés en mettant l'accent sur les avantages qu'elles présentent par rapport aux fibres optiques conventionnelles. La famille des fibres optiques microstructurées utilisant le mécanisme de réflexion totale interne modifiée a retenu notre attention. Après avoir présenté les fibres à cristaux photoniques qui ont été utilisées dans cette thèse et la méthodologie pour s'assurer de leur état monomodal optique, les techniques d'épissures ont été passées en revue.

Aussi grâce à ce chapitre, avons-nous exposé la méthode utilisée pour modéliser nos fibres afin qu'elles puissent rester optiquement monomodes à la longueur d'onde de travail ($\lambda = 1550$ nm) et présenter des pertes par confinement non élevées. Le prochain chapitre sera consacré à la diffusion Brillouin et les modes de résonance acoustique dans les fibres PCF.

Bibliographie

- [1] D. Hondros and P. Debye, “Electromagnetische wellen an dielektrischen drähten,” *Ann. Physik.*, vol. 337, no. 8, pp. 465–476, 1910.
- [2] K. C. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *IEE Proc.*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966.
- [3] A. Werts, “Propagation de la lumière cohérente dans les fibres optiques,” *L’Onde Electrique*, vol. 46, pp. 967–980, 1966.
- [4] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, “Radiation losses in glass optical waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, no. 10, pp. 423–425, 1970.
- [5] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology*. John Wiley & Sons, 2004.
- [6] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, 1987.
- [7] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *Science*, vol. 299, no. 5605, pp. 358–362, 2003.
- [8] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonics Crystals : Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 1995.
- [9] A. L. Ingram and A. R. Parker, “A review of the diversity and evolution of photonic structures in butterflies, incorporating the work of John Huxley (The Natural History Museum, London from 1961 to 1990),” *Phil. Trans. R. Soc. B* 27, vol. 363, no. 1502, pp. 2465–2480, 2008.
- [10] P. Vukusic, R. Sambles, C. Lawrence, and G. Wakely, “Sculpted-multilayer optical effects in two species of Papilio butterfly,” *Appl. Opt.*, vol. 40, no. 7, pp. 1116–1125, 2001.
- [11] L. Plattner, “Optical properties of the scales of Morpho rhetenor butterflies : theoretical and experimental investigation of the back-scattering of light in the visible spectrum,” *J. R. Soc. Interface* 22, vol. 1, no. 1, pp. 49–59, 2004.
- [12] B. Gralak, G. Tayeb, and S. Enoch, “Morpho butterflies wings color modeled with lamellar grating theory,” *Opt. Express*, vol. 9, no. 11, pp. 567–578, 2001.
- [13] P. Vukusic and J. R. Sambles, “Photonic structures in biology,” *Nature*, vol. 424, pp. 852–855, 2003.
- [14] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, pp. 1547–1549, 1996.
- [15] —, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding : **errata**,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 7, pp. 484–485, 1997.
- [16] P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, and S. E. Miller, “A new optical fiber,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 52, no. 2, pp. 265–269, 1973.
- [17] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, “Photonic band gap guidance in optical fibers,” *Science*, vol. 282, no. 5393, pp. 1476–1478, 1998.
- [18] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 13, pp. 961–963, 1997.
- [19] V. Pureur, A. Bétourné, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Kudlinski, K. Delplace, A. L. Rouge, Y. Quiquempois, and M. Douay, “Overview on solid core photonic bandgap fibers,” *Fiber and Integrated Optics*, vol. 28, no. 1, pp. 27–50, 2009.

- [20] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, “All-solid photonic bandgap fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 20, pp. 2369–2371, 2004.
- [21] T. M. Monro, P. J. Bennett, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, “Holey fibers with random cladding distributions,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 4, pp. 206–208, 2000.
- [22] X. Feng, T. M. Monro, P. Petropoulos, V. Finazzi, and D. Hewak, “Solid microstructured optical fiber,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 18, pp. 2225–2230, 2003.
- [23] K. Furusawa, T. M. Monro, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, “Modelocked laser based on ytterbium doped holey fiber,” *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 9, pp. 560–561, 2001.
- [24] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T.-P. M. Man, and P. S. J. Russell, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers : a novel light source,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 9, pp. 2148–2155, 2002.
- [25] M. Koshiba and K. Saitoh, “Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 15, pp. 1739–1741, 2004.
- [26] J. S. Skibina, R. Iliew, J. Bethge, M. Bock, D. Fischer, V. I. Beloglasov, R. Wedell, and G. Steinmeyer, “A chirped photonic-crystal fibre,” *Nature Photon.*, vol. 2, pp. 679–683, 2008.
- [27] A. Kobayakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. B. Ruffin, M. Sauer, S. R. Bickham, and R. Mishra, “Design concept for optical fibers with enhanced sbs threshold,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 14, pp. 5338–5346, 2005.
- [28] A. Rogers, “Distributed optical-fibre sensing,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 10, no. 8, pp. R75–R99, 1999.
- [29] W. Daum, J. Krauser, P. E. Zamzow, and O. Ziemann, *POF-Polymer Optical Fibers for Data Communication*. Springer, 2002.
- [30] D. Derickson, *Fiber Optic Test and Measurement*. Hewlett-Packard, 1998.
- [31] K. Saitoh and M. Koshiba, “Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 1, pp. 267–274, 2005.
- [32] M. Koshiba, “Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method,” *IEICE Trans. Electron.*, vol. E85-C, no. 4, pp. 881–888, 2002.
- [33] C. Yeh, *Handbook of Fiber Optics : Theory and Applications*. Academic Press, 1990.
- [34] J. Sakai, “Simplified bending loss formula for single-mode optical fibers,” *Appl. Opt.*, vol. 18, no. 7, pp. 951–952, 1979.
- [35] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, S. Spälter, and T. A. Strasser, “Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 21, pp. 1460–1462, 1999.
- [36] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [37] E.-G. Neumann, *Single-Mode Fibers*. Springer-Verlag, 1988, p. 48.
- [38] A. K. Ghatak and K. Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998.
- [39] D. Marcuse, “Loss analysis of single-mode fiber splices,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56, no. 5, pp. 703–718, 1977.

- [40] A. W. Snyder, D. J. Mitchell, and C. Pask, “Failure of geometric optics for analysis of circular optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 64, no. 5, pp. 608–614, 1974.
- [41] N. A. Mortensen, “Effective area of photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, vol. 10, no. 7, pp. 341–348, 2002.
- [42] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. Chapman & Hall, New York, 1983.
- [43] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and J. P. de Sandro, “Properties of photonic crystal fiber and the effective index model,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, no. 3, pp. 748–752, 1998.
- [44] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, and K. P. Hansen, “Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 20, pp. 1879–1881, 2003.
- [45] R. C. M. B. T. Kuhlmeij and C. M. de Sterke, “Modal cutoff in microstructured optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 19, pp. 1684–1686, 2002.
- [46] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeij, S. Guenneau, and D. Felbacq, *Foundations of Photonic Crystal Fibres*. Imperial College Press, 2005.
- [47] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, “Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 21, pp. 1662–1664, 1998.
- [48] M. González-Herráez and L. Thévenaz, “Simultaneous position-resolved mapping of chromatic dispersion and Brillouin shift along single-mode optical fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 1128–1130, 2004.
- [49] T. Ono, S. Yamazaki, H. Shimuzu, and K. Emura, “Polarization control method for suppressing polarization mode dispersion influence in optical transmission systems,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 5, pp. 891–898, 1994.
- [50] C. D. Poole and R. E. Wagner, “Phenomenological approach to polarisation dispersion in long single-mode fibres,” *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 19, pp. 1029–1030, 1986.
- [51] R. B. Dyott, *Elliptical Fibre Waveguides*. New York : Artech House, 1995.
- [52] R. D. Birch, D. N. Payne, and M. P. Varnham, “Fabrication of polarisation-maintaining fibres using gas-phase etching,” *Electron. Lett.*, vol. 18, no. 24, pp. 1036–1038, 1982.
- [53] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, and P. Andrés, “Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 11, pp. 790–792, 2000.
- [54] E.-G. Neumann, *Single-Mode Fibers*. Springer-Verlag, 1988, p. 109.
- [55] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, “Generation of optical harmonics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 118–119, 1961.
- [56] J.-Y. Courtois, *Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales : Optique non linéaire*. Institut d’Optique Théorique et Appliquée – BP. 147 – 91403 Orsay cedex (France) : <http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/page.php?vol=4&art=courtois&cont=info>.
- [57] T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, “Holey optical fibers : an efficient modal model,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 6, pp. 1093–1102, 1999.

- [58] V. Pureur, G. Bouwmans, M. Perrin, Y. Quiquempois, and M. Douay, “Overview on solid core photonic bandgap fibers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 11, pp. 3589–3596, 2007.
- [59] T. White, R. McPhedran, L. Botten, G. Smith, and C. M. de Sterke, “Calculations of air-guided modes in photonic crystal fibers using the multipole method,” *Opt. Express*, vol. 9, no. 13, pp. 721–732, 2001.
- [60] T. P. White, B. T. Kuhlmeiy, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. M. de Sterke, and L. C. Botten, “Multipole method for microstructured optical fibers. I. FORMULATION,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 10, pp. 2322–2330, 2002.
- [61] B. T. Kuhlmeiy, T. P. White, G. Renversez, D. Maystre, L. C. Botten, C. M. de Sterke, and R. C. McPhedran, “Multipole method for microstructured optical fibers. II. IMPLEMENTATION AND RESULTS,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 10, pp. 2331–2340, 2002.
- [62] B. T. Kuhlmeiy, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke, “Bloch method for the analysis of modes in microstructured optical fibers,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1769–1774, 2004.
- [63] K. Z. Aghaie, V. Dangui, M. J. F. Digonnet, S. Fan, and G. S. Kino, “Classification of the core modes of hollow-core photonic-bandgap fibers,” *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 45, no. 9, pp. 1192–1200, 2009.
- [64] R. Guobin, W. Zhi, L. Shuqin, and J. Shuisheng, “Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 11, pp. 1310–1321, 2003.
- [65] P. R. McIsaac, “Symmetry-induced modal characteristics of uniform waveguides - I : Summary of results,” *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-23, no. 5, pp. 421–429, 1975.

CHAPITRE

2

LA DIFFUSION BRILLOUIN ET LES MODES DE RÉSONANCE ACOUSTIQUE DANS LES FIBRES

Force is a direct object of sense.

Kelvin and Tait

Sommaire

2.1	Généralités	50
2.2	La diffusion Brillouin et les modes longitudinaux	51
2.2.1	La diffusion Brillouin spontanée	52
2.2.2	La diffusion Brillouin stimulée	53
2.2.2.1	Les mécanismes mis en jeu	53
2.2.2.2	L'électrostriction	57
2.2.2.3	La puissance de seuil Brillouin	59
2.3	Les modes transverses	61
2.3.1	Les modes radiaux R_{om}	63
2.3.2	Les modes torsio-radiaux TR_{2m}	64
2.4	Les modes acoustiques transverses dans les PCF.	66
2.5	Mesures des modes acoustiques transverses	70
2.5.1	En direct	71
2.5.1.1	Banc expérimental	71
2.5.1.2	Résultats	73
2.5.2	Dans une boucle non linéaire	74
2.5.2.1	Fondement théorique	74
2.5.2.2	Banc expérimental	76
2.5.2.3	Résultats	76

2.6 Conclusion	78
Bibliographie	79

Dans ce chapitre, nous sommes intéressés par l'interaction acousto-optique dans les fibres optiques. L'une des interactions les mieux étudiées dans la littérature, à savoir la diffusion Brillouin fera l'objet d'une attention particulière. Les paramètres qui amplifient ou non cette interaction seront également exposés. Dans le chapitre précédent, nous avons modélisé des fibres optiques microstructurées pour une meilleure propagation optique dans la fibre.

À présent, grâce à l'étude des modes acoustiques transverses, nous déterminons les propriétés de l'onde optique incidente, qui influencent leur excitation.

Pour ce faire, nous faisons tout d'abord l'état de l'art sur les modes acoustiques en général puis sur les modes acoustiques transverses dans les fibres optiques microstructurées en particulier. Ensuite, les montages expérimentaux ayant permis l'observation de ces modes seront présentés. Enfin, quelques résultats feront l'objet d'analyses.

2.1 Généralités

Faisons un bref historique de la recherche sur les modes de résonance acoustique. L'étude des modes de résonance acoustique dans un matériau, encore appelés "modes acoustiques" ou "modes de vibration", relève d'une discipline appelée "mécanique des structures". Dans l'histoire de cette discipline, deux noms importants sont à retenir : **Hooke** qui établit en 1678 la loi selon laquelle la déformation est proportionnelle à la contrainte qui en est à l'origine et **Navier**, qui en 1821, établit les équations de déformation dans les matériaux élastiques appelées *les équations générales différentielles d'élasticité*.

En mécanique des structures, le terme "contrainte" désigne une force qui s'exerce sur la structure considérée. Le léger déplacement relatif que subit la structure, est appelé "déformation". Les matériaux que nous considérons dans ce travail sont supposés :

- élastiques c'est-à-dire qu'ils retrouvent leur état initial quand les sollicitations disparaissent,
- isotropes c'est-à-dire que les propriétés physiques sont invariantes quelle que soit la direction ou l'orientation considérée,
- homogènes c'est-à-dire que tout le matériau est de même nature,
- et linéaires c'est-à-dire que les déformations sont proportionnelles aux contraintes.

Un matériau isotrope entraîne que le module de *Young* (E) est constant. Sa matrice photo-élastique est donnée par [1] :

$$\begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix}$$

où $p_{44} = \frac{1}{2} (p_{11} - p_{12})$. Ainsi, la connaissance des valeurs des deux coefficients élasto-optiques p_{11} et p_{12} suffit-elle à définir entièrement la matrice photo-élastique d'un matériau isotrope. À titre d'exemple, $p_{11} = 0,121$ et $p_{12} = 0,286$ pour les fibres en silice [2].

Les atomes et molécules présents dans un matériau vibrent à cause de l'existence des interactions dipôle-dipôle. Ces excitations thermiques causent des fluctuations vibrationnelles et diffusionnelles qui sont responsables de la présence des modes acoustiques. Le terme "mode" désigne un état de la matière caractérisé par une fréquence propre. Remarquons que les ondes acoustiques encore appelées "ondes sonores" sont scalaires et leur vecteur d'onde est parallèle à leur direction de propagation alors que les ondes électromagnétiques sont des ondes vectorielles transversales.

Les modes acoustiques peuvent être répartis en deux grandes catégories. Il s'agit des modes longitudinaux et des modes transverses. Dans la suite de ce chapitre, les termes modes longitudinaux et modes transverses feront référence aux modes acoustiques.

Dans une fibre optique, les phonons acoustiques résultant des vibrations thermiques dans le matériau, ils sont responsables des modes acoustiques longitudinaux et transverses qui y sont induits. Les premiers sont principalement à l'origine de la diffusion Brillouin tandis que les seconds diffusent la lumière dans la direction de propagation de l'onde incidente.

Leo August Pochhammer [3] et **Chree** [4] furent parmi les premiers à étudier les relations de dispersion des modes acoustiques dans un matériau élastique de forme cylindrique, donnant ainsi naissance à la relation dite de Pochhammer-Chree. Cette relation fournit un fondement rigoureux et théorique des équations d'élasticité dans un cylindre infiniment long. Une présentation historique des avancées dans ce domaine a été faite [5].

Dans les années 1940, les solutions de cette relation ont été établies pour les modes longitudinaux [6] d'une part, et pour les modes de flexion [7] d'autre part. Certains auteurs ont déterminé les solutions analytiques dans le cas d'un cylindre infini et d'une vibration sinusoïdale infinie [6, 8]. D'autres ont quant à eux, trouvé les solutions numériques pour des cylindres de longueur finie [9, 10].

Etudier de façon isolée les modes de résonance acoustique d'une fibre optique est intéressant mais c'est encore mieux de comprendre les différentes interactions possibles entre eux et une onde optique guidée. C'est l'objet des sections suivantes.

2.2 La diffusion Brillouin et les modes longitudinaux

La diffusion Brillouin est une interaction non linéaire entre des ondes optique et acoustique longitudinale, et qui résulte en l'existence de deux ondes optiques qui se propagent dans des directions opposées. La diffusion peut être initiée soit par deux ondes optiques contrapropagatives dont le décalage en fréquence est égal à l'une des fréquences de résonance d'un mode acoustique longitudinal de la fibre, ou par une seule onde optique dont l'interaction avec l'un des modes acoustiques longitudinaux conduit au décalage en fréquence (vers le bas) de l'onde optique.

Comme tout mode acoustique, le vecteur d'onde des modes longitudinaux est parallèle à leur direction de propagation. Ils se propagent dans une fibre parallèlement à l'axe de la fibre, suivant l'axe z (figure 2.1).

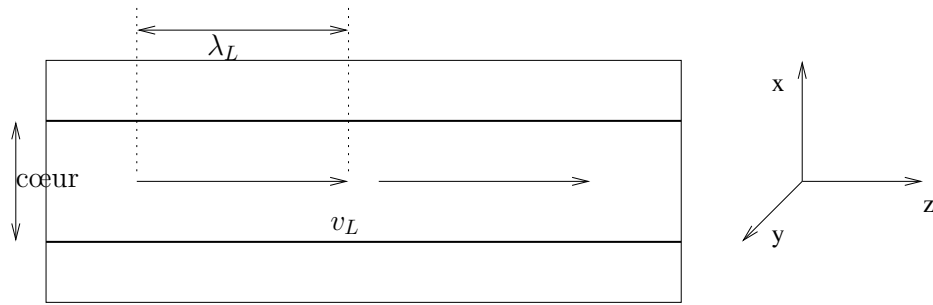


FIGURE 2.1 – Les modes acoustiques longitudinaux. λ_L et v_L représentent respectivement la longueur d'onde et la vitesse de l'onde acoustique.

Ils interagissent plus efficacement avec la lumière lorsque leurs vecteurs d'onde ont une direction opposée à celui du vecteur de Poynting de l'onde optique, entraînant ainsi la diffusion Brillouin. Leurs fréquences (notées f_B en référence à la diffusion Brillouin) sont de l'ordre de 9 GHz à 12 GHz dans une fibre optique conventionnelle, ce qui correspond à des longueurs d'onde acoustique λ_L de 0,66 μm à 0,49 μm pour une vitesse longitudinale $v_L = 5960 \text{ m.s}^{-1}$.

Les fréquences sont liées à la vitesse de propagation dans le matériau par la relation :

$$f_B = \frac{v_L}{\lambda_L} \quad (2.1)$$

v_L dépend des propriétés du matériau du cœur de la fibre par la relation [11] :

$$v_L = \sqrt{\frac{E(1 - \nu)}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)\rho}} \quad (2.2)$$

où E est le module de *Young*, ρ la densité de la fibre, et ν le coefficient de *Poisson*.

Les valeurs de ces caractéristiques mécaniques sont résumées dans le tableau suivant :

Matériau	ρ (g/cm ³)	E (GPa)	ν
SiO ₂	2,201	70	0,2

Tableau 2.1 – Les propriétés mécaniques de la fibre en silice.

La diffusion Brillouin revêt une importance capitale car ses effets sont plus considérables en intensité que ceux des autres diffusions (tableau 1.8). La puissance critique nécessaire à son apparition est relativement inférieure à celle des autres diffusions [12]. Il y a deux types de diffusion Brillouin : la spontanée et la stimulée.

2.2.1 La diffusion Brillouin spontanée

La diffusion Brillouin spontanée, à l'instar de celle Raman, est une interaction *inélastique* entre une onde incidente et le matériau c'est-à-dire qu'il y a échange d'énergie avec le matériau. Les molécules du matériau, sous l'influence de la température, effectuent de très petits mouvements autour de leur position d'équilibre. Ces mouvements en interagissant, créent des ondes acoustiques. Ici, ce sont des phonons acoustiques qui réagissent

avec les photons alors que pour la diffusion Raman, ce sont des phonons optiques. On parle de phonon optique car le décalage fréquentiel Raman est de l'ordre du THz et se retrouve donc dans le domaine optique tandis que le décalage fréquentiel Brillouin est de l'ordre d'une dizaine de GHz d'où l'usage du terme phonon acoustique. La vraie spécificité réside dans le fait que la diffusion Raman est liée à la polarisabilité du matériau c'est-à-dire aux vibrations et rotations des molécules individuellement tandis que celle Brillouin dépend de sa densité à savoir un mouvement en masse des molécules.

L'intensité de l'onde lumineuse diffusée est d'autant plus grande que l'intensité de l'onde acoustique est élevée. Pour une même fibre, l'effet Brillouin est observé pour des puissances de pompe beaucoup plus faibles que celles nécessaires à l'observation de l'effet Raman. La diffusion Brillouin spontanée couplée à l'amplification Raman ont été utilisées pour la mesure de la température dans une fibre sur une distance de 150 km [13]. En théorie, la puissance du signal rétrodiffusé par la diffusion Brillouin spontanée est 20 dB inférieure à celle due à la diffusion Rayleigh [14].

2.2.2 La diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée (DBS) se produit à des niveaux de puissance de pompe significativement plus faibles que ceux nécessaires pour atteindre le seuil Raman. Le gain qui caractérise le transfert de puissance entre l'onde de pompe et l'onde rétrodiffusée est en effet le plus grand dans le cas de la non-linéarité Brillouin. En ce sens, la diffusion Brillouin est la plus efficace. Lorsqu'un signal optique est envoyé dans une fibre, il peut engendrer une onde rétrodiffusée (Stokes) qui se propage avec une fréquence inférieure à celle de l'onde incidente.

L'étude de la DBS dans les fibres optiques, a fait l'objet de nombreuses recherches en télécommunications parce qu'elle limite la puissance maximale à injecter dans la fibre. La DBS limite également la vitesse et la distance de transmission [15]. Lorsqu'elle apparaît dans une fibre, une forte proportion du signal incident est rétrodiffusée au détriment du signal transmis.

La fréquence de décalage Brillouin et la courbe de gain Brillouin dépendent des paramètres du matériau.

Cette diffusion permet d'amplifier une onde de sonde qui se propage suivant la direction (-z) opposée à celle de propagation de l'onde de pompe. L'étude théorique de la diffusion Brillouin spontanée permet de conclure que l'onde acoustique naît de la fluctuation très faible des niveaux d'énergie dans le matériau. Cependant, dans le cas du processus stimulé, c'est la forte puissance optique incidente qui induit un changement de la densité locale dans le matériau, créant ainsi une variation de l'indice de réfraction.

L'interaction entre les ondes de pompe et de sonde donne lieu, lorsque toutes les conditions sont réunies, au battement à la fréquence acoustique du milieu. Il s'agit d'un exemple d'électrostriction [16, 17].

2.2.2.1 Les mécanismes mis en jeu

La DBS est la diffusion d'une onde lumineuse par une onde acoustique engendrée dans le milieu par effet non linéaire. Il s'agit d'une interaction entre le champ de phonons acoustiques et les photons émis par un laser (onde de pompe) ou deux (onde de pompe et onde de sonde). L'onde diffusée Brillouin naît à partir d'un certain seuil de puissance

optique de pompe. Une fois le seuil atteint, l'onde diffusée est appelée onde Stokes *rétro-diffusée* parce qu'elle se propage en sens opposé à celui de l'onde de pompe. Sa puissance croît à mesure que l'onde de pompe transfère sa puissance à l'onde Stokes rétrodiffusée.

En deçà de la puissance de seuil, l'onde rétrodiffusée n'est plus stimulée. C'est le cas de la diffusion Brillouin spontanée. Le mécanisme physique qui conduit à la diffusion stimulée et à celle spontanée est identique si l'on excepte le fait que, pour la diffusion spontanée, les ondes acoustiques naissent de la température et des mouvements des molécules dans le milieu.

L'interaction non linéaire qui est à l'origine de la DBS, implique donc une interaction entre la pompe et l'onde acoustique. Le champ de pompe engendre l'onde acoustique par le phénomène d'*électrostriction*. Une onde acoustique sinusoïdale, induit au sein du milieu un profil d'indice de réfraction qui suit la même relation. On peut écrire [18] :

$$n = n_0 + \eta \cos(\vec{\beta} \cdot \vec{r} + \varphi) \quad (2.3)$$

n et n_0 étant les indices de réfraction, respectivement, initial et induit, $\eta \ll 1$ est un coefficient qui exprime le changement de l'indice de réfraction, $\vec{\beta}$ le vecteur d'onde acoustique, $\vec{r}$ le vecteur-position et φ le déphasage de l'onde.

L'équation (2.3) permet d'établir la *condition de Bragg*. Cette relation sera utilisée dans la suite. Il s'agit de :

$$\vec{k}_s = \vec{k}_p \pm \vec{\beta} \quad (2.4)$$

$\vec{k}_s$ et $\vec{k}_p$ représentent respectivement les vecteurs des ondes diffusée et incidente.

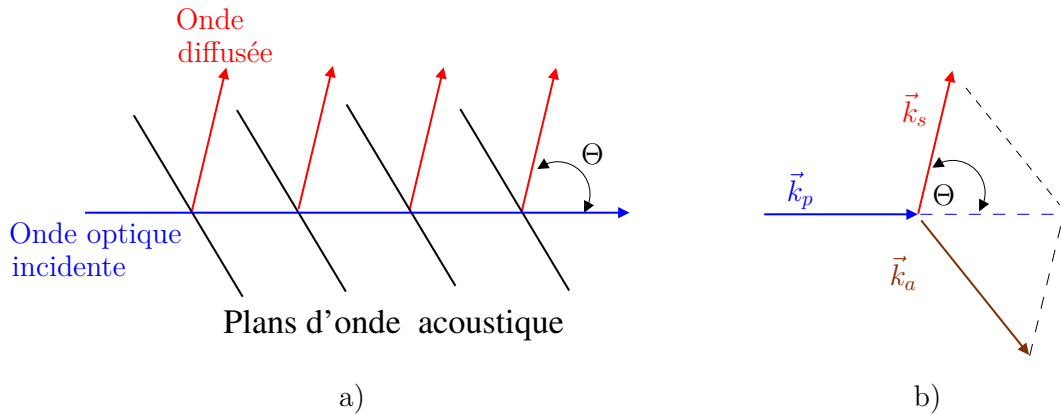


FIGURE 2.2 – a) Interaction entre les trois ondes : ondes optiques incidente et rétro-diffusée, onde acoustique. b) Illustration de la condition de Bragg. Θ représente l'angle entre les deux vecteurs d'onde optique, λ_L la longueur d'onde acoustique longitudinale, $\vec{\beta}$ le vecteur d'onde acoustique, et $\vec{k}_p$ et $\vec{k}_s$ les vecteurs d'onde de pompe (onde incidente) et de sonde (onde diffusée).

Sur la figure 2.2, $\lambda_L = \frac{v_L}{f_a}$. Dans cette expression, λ_L , v_L et f_a représentent respectivement la longueur d'onde, la vitesse et la fréquence de l'onde acoustique dans le matériau.

Le graphe a) de la figure 2.2 illustre l'interaction entre les ondes de pompe, rétro-diffusée et acoustique. Le graphe b) est la représentation schématique de la *condition de*

Bragg.

L'application du principe de la conservation d'énergie et de la quantité de mouvement au cours de la diffusion permet d'écrire :

$$f_a = f_p - f_s \quad (2.5)$$

$$\vec{\beta} = \vec{k}_p - \vec{k}_s \quad (2.6)$$

où f_i et $\vec{k}_i$ avec $(i = p, s)$ représentent les fréquences et les vecteurs des ondes de pompe et Stokes.

L'équation (2.6) montre l'importance de la position relative des vecteurs d'ondes de pompe et Stokes, c'est-à-dire leur direction de propagation.

La relation entre le nombre d'onde et la fréquence s'écrit :

$$|\vec{\beta}| = \frac{2\pi f_a}{v_L}; |\vec{k}_p| = \frac{2\pi n_{eff} f_p}{c}; |\vec{k}_s| = \frac{2\pi n_{eff} f_s}{c}; \quad (2.7)$$

Dans cette équation, c est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation (2.4) permet d'établir une relation importante entre les vecteurs d'ondes et l'angle entre les vecteurs d'ondes de la pompe et de l'onde acoustique [18] :

$$\sin \frac{\Theta}{2} = \frac{|\vec{\beta}|}{2|\vec{k}_p|} \quad (2.8)$$

avec Θ l'angle entre les deux vecteurs d'onde optique.

En combinant les équations (2.7) et (2.8), on obtient pour la fréquence de l'onde acoustique :

$$f_a = 2n_{eff} f_p \frac{v_L}{c} \sin \frac{\Theta}{2} \quad (2.9)$$

$$= \frac{2n_{eff} v_L}{\lambda_p} \sin \frac{\Theta}{2} \quad (2.10)$$

où λ_p est la longueur d'onde de pompe.

La fréquence f_a s'annule pour $\Theta = 0$ et est maximale pour $\Theta = \pi$. Cela signifie que la fréquence acoustique est maximale lorsque les ondes de pompe et diffusée (Stokes) se propagent dans des directions opposées. La valeur maximale de la fréquence f_a est appelée la fréquence Brillouin qu'on notera f_B . Il s'agit en réalité, du décalage en fréquence, nommé *shift Brillouin*, entre les deux ondes optiques de pompe et de sonde. Le "shift" Brillouin est illustré (figure 2.3). Son expression est donnée par [12] :

$$f_B = \frac{2n_{eff} v_L}{\lambda_p} \quad (2.11)$$

Dans une fibre en silice par exemple, dont les paramètres sont tirés des articles [19, 20], $v_L = 5960$ m/s. Si nous prenons, $n_{eff} = 1,46$ et $\lambda_p = 1,55 \mu\text{m}$, on trouve $f_B = 11,23$ GHz.

La figure ci-dessous illustre ce qui précède.

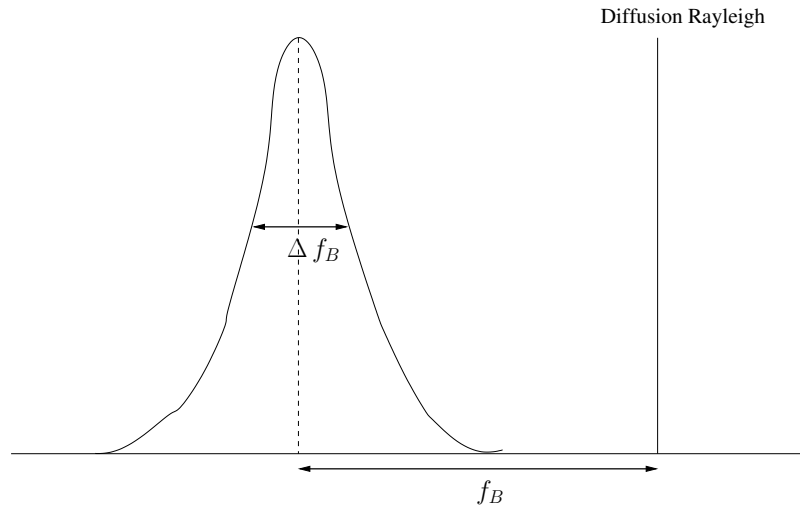


FIGURE 2.3 – La courbe de gain Brillouin.

Ce décalage de fréquence entre les ondes de pompe et diffusée, qui correspond à la fréquence de l'onde acoustique, dépend de la fréquence de l'onde de pompe, de l'indice de réfraction (donc du type de matériau) et de la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le matériau. Il diminue avec l'augmentation du rayon de cœur de la fibre [21] et dépend également du type de dopage (au Fluor (F) ou au Germanium (GeO_2)) [22, 23] et de la concentration du dopage [24].

L'onde Stokes est caractérisée par une largeur spectrale à mi-hauteur non nulle (Full-Width Half-Maximum : FWHM) Δf_B . Son ordre de grandeur est de quelques dizaines voire centaines de MHz. Celle-ci est liée au temps d'atténuation des ondes acoustiques, en d'autres termes à la durée de vie des phonons par la relation :

$$\Delta f_B = \frac{1}{\pi T_B} \quad (2.12)$$

avec T_B la durée de vie des phonons. T_B a, par exemple, une valeur de 10 ns dans les fibres en silice. Comme il n'existe pas de méthode pour déterminer *a priori* T_B (car fonction de chaque matériau et probablement de l'onde de pompe), il faut l'estimer et améliorer sa valeur à partir de mesures. D'après [25], Δf_B varie avec λ^{-2} c'est-à-dire croît avec f_B^2 .

En supposant que les ondes acoustiques s'atténuent exponentiellement en fonction du temps ($e^{-\frac{t}{T_B}}$ où t désigne le temps), le spectre de l'onde Stokes a une forme lorentzienne dans le domaine fréquentiel.

La diffusion Brillouin peut être considérée comme un transfert de puissance optique entre l'onde de pompe et l'onde rétrodiffusée. Le gain qui caractérise ce transfert est fonction du décalage de fréquence entre les deux ondes évoquées. Il est donné par :

$$g_B(f) = g_B(f_B) \frac{(\frac{\Delta f_B}{2})^2}{(f - f_B)^2 + (\frac{\Delta f_B}{2})^2} \quad (2.13)$$

Dans cette expression, $f = f_p - f_s$ et $f_B = f_{max}$ avec f_p et f_s respectivement les fréquences de pompe et de sonde.

Ainsi, au plus la différence de fréquence entre les ondes de pompe et Stokes se rapproche de la fréquence acoustique du matériau, mieux se fait le transfert de puissance de l'onde de pompe vers celle Stokes.

L'établissement de l'équation (2.13) suppose deux conditions :

1. les conditions de transfert sont stationnaires c'est-à-dire ne dépendent pas du temps,
2. la pompe est une source à onde continue (Continuous Wave : CW) dont la largeur spectrale est inférieure à celle de l'onde Stokes ($\Delta f_p < \Delta f_B$) avec Δf_p la largeur spectrale à mi-hauteur de l'onde de pompe.

Ce gain du transfert de puissance est maximal pour $f = f_B$ et vaut [26] :

$$g_B(f_B) = \frac{2\pi n_{eff}^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho v_L \Delta f_B} \quad (2.14)$$

Dans cette expression, p_{12} est le coefficient élasto-optique longitudinal du matériau, ρ sa densité et $g_B(f_B)$ est le coefficient de gain Brillouin en m/W.

Importance de la polarisation

L'équation (2.14) suppose que les ondes de pompe et Stokes se propagent en sens inverses et sont polarisées linéairement dans la même direction. De plus, cet état de polarisation est supposé invariant durant la propagation dans la fibre : ce qui est le cas pour des fibres fortement biréfringentes. En théorie, dans le cas où les deux ondes optiques sont à polarisation rectiligne selon des directions orthogonales ou lorsqu'elles sont à polarisation elliptique, l'une lévogyre et l'autre dextrogyre, le coefficient de gain Brillouin est nul. Pour tenir compte de l'influence de la polarisation, un coefficient de polarisation γ ($0 < \gamma < 1$) est introduit dans la formule du coefficient de gain Brillouin. L'équation (2.14) devient :

$$g_B(f_B) = \frac{2\pi n_{eff}^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho v_L \Delta f_B} \gamma \quad (2.15)$$

γ varie entre 1/3 et 2/3 [27] mais est habituellement pris égal à 0,5 [25] comme une valeur standard, ce qui réduit le gain de moitié.

2.2.2.2 L'électrostriction

L'électrostriction est le phénomène par lequel un matériau, soumis à l'action d'un champ électrique, se contracte. En d'autres termes, c'est la propriété selon laquelle la densité d'un matériau augmente en présence d'un champ électrique. Ainsi, la variation de la densité conduit à la variation de l'indice de réfraction. Il s'ensuit l'apparition d'une onde acoustique dont l'origine est un champ électrique.

L'équation décrivant l'interaction acousto-optique dans une fibre optique est donnée par [28, 29] :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \varpi \nabla^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} - v_L^2 \nabla^2 \rho = -\frac{\Upsilon}{2} \nabla^2 |E|^2 \quad (2.16)$$

avec ρ la densité du matériau, $\varpi = \frac{\eta_{11}}{\rho_0}$, η_{11} désigne un terme du tenseur de viscosité, ρ_0 représente la valeur moyenne de ρ . $\Upsilon = n^4 \epsilon_0 p_{12}$ avec ϵ_0 la permittivité du vide, p_{12} le coefficient longitudinal élasto-optique et n l'indice de réfraction du matériau.

En considérant les modes acoustiques longitudinaux sans déplacement dans la section transverse ($\varpi = 0$) et pour un milieu non perturbé, l'équation (2.16) devient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - v_L^2 \nabla^2 \rho = 0 \quad (2.17)$$

La résolution de l'équation précédente permet de déterminer l'ensemble des modes acoustiques longitudinaux caractéristiques de la fibre. Pour chacun de ces modes et en présence d'un champ électrique, il existe une relation (non linéaire) entre le champ électrique incident et la pression induite. La variation $\Delta\rho$ de la densité obéit à l'équation d'une onde acoustique [30], à savoir :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2\Delta f_B \frac{\partial}{\partial t} - v_L^2 \nabla^2\right]\Delta\rho = -\nabla^2\left(\frac{1}{2\pi}\zeta|E|^2\right) \quad (2.18)$$

Pour une onde en régime permanent harmonique, la solution stationnaire de l'équation (2.18) donne [30] :

$$\Delta\rho = \frac{\zeta}{2\pi v_L^2}|E|^2 \quad (2.19)$$

où $\zeta = \rho\partial\epsilon/\partial\rho$ est le coefficient électrostrictif et ϵ la permittivité du milieu. $\Delta\rho$ va, à son tour, induire une pression électrostrictive :

$$p_{st} = \Delta\rho v_L^2 \quad (2.20)$$

En combinant les équations (2.19) et (2.20), on obtient $p_{st} = \frac{1}{2\pi}\zeta|E|^2$.

Par conséquent, un champ électrique induit une pression dans un matériau transparent. L'aspect non linéaire vient de la dépendance du carré du champ électrique.

Caractère stimulé. Le caractère stimulé s'explique également par le fait que le phénomène se déroule en boucle. En effet, une onde optique (la pompe) excite le milieu par l'électrostriction et y induit une onde acoustique. L'onde acoustique interagit avec l'onde de pompe et donne lieu à une onde rétrodiffusée Stokes qui à son tour va réagir avec l'onde de pompe. L'onde acoustique est ainsi entretenue et la boucle se crée.

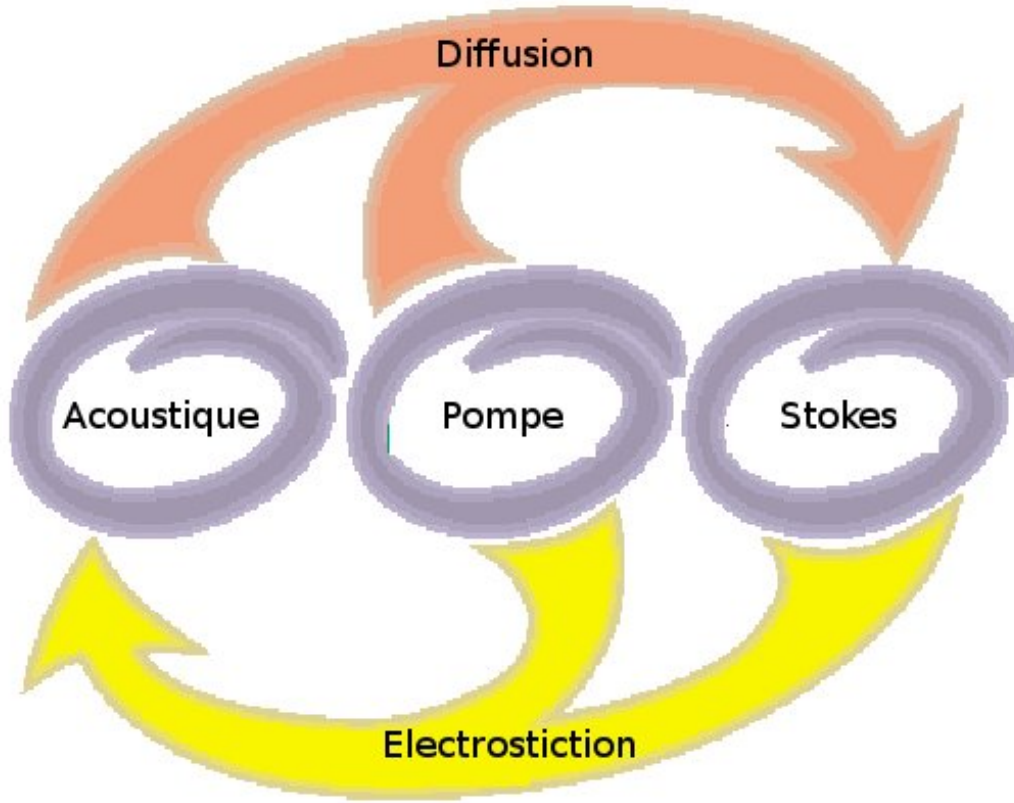


FIGURE 2.4 – Schéma de l'effet de "boucle" de la diffusion Brillouin [31].

2.2.2.3 La puissance de seuil Brillouin

La diffusion Brillouin stimulée est une non-linéarité qui apparaît dans un diélectrique lorsque la puissance optique incidente atteint un seuil donné.

L'interaction entre les ondes optiques de pompe et Stokes est régie par le système d'équations différentielles non linéaires couplées déduites des équations de Maxwell. Ce couplage entre les deux ondes optiques (pompe et Stokes) est de type pompe-sonde. En utilisant une source CW, la dépendance temporelle disparaît grâce à l'usage des substituts complexes des intensités I_p et I_s . On a [32] :

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha'_p I_p \quad (2.21)$$

$$-\frac{dI_s}{dz} = +g_B I_p I_s - \alpha'_s I_s \quad (2.22)$$

où $I_p(z=0) = \frac{P_{in}}{A_{eff}}$ avec A_{eff} l'aire de la section effective de la fibre optique. z désigne la position (exprimée en m) d'une onde le long de la fibre, I_p et I_s respectivement les intensités des ondes de pompe et de sonde exprimées en W/m^2 , et $\alpha'_{p,s}$ l'affaiblissement linéaire subi respectivement par les ondes de pompe et de sonde. L'affaiblissement linéaire s'exprime en $1/m$. Nous considérons que $\alpha'_p = \alpha'_s = \alpha'$.

Rappelons que :

$$\alpha \text{ (dB/m)} = -\frac{10}{L} \log_{10}\left(\frac{P_L}{P_{in}}\right) \approx 4,343\alpha' \text{ (1/m)}. \quad (2.23)$$

Dans cette expression, α' désigne l'affaiblissement linéaire de la fibre. P_{in} et P_L sont les

puissances de pompe respectivement en entrée et sortie de la fibre de longueur L .

Le signe “—” du membre de gauche de l’équation (2.22) indique que l’onde de sonde se déplace dans la direction opposée à l’onde de pompe.

La résolution de ces équations décrit entièrement la DBS. Toutefois, elle est difficile à résoudre analytiquement et nécessite des méthodes numériques.

En réalité, l’aire à considérer dans l’équation $I_p(z = 0) = \frac{P_{in}}{A_{eff}}$, n’est pas l’aire effective optique mais plutôt l’aire de couplage acousto-optique A_m^{ao} pour chaque mode acoustique m . En effet, celle-ci tient compte aussi du profil radial du mode acoustique contrairement à A_{eff} qui ne considère que les ondes acoustiques planes. Les deux valeurs sont peu différentes lorsqu’il s’agit des fibres conventionnelles dont le profil est à saut d’indice [28]. Quand le profil n’est pas à saut d’indice, les résultats obtenus en utilisant A_{eff} sont erronés. L’aire de couplage acousto-optique est donnée par [28] :

$$A_m^{ao} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} F(r)^2 dS \right)^2}{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} \vartheta(r) F(r)^2 dS \right)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \vartheta(r)^2 dS \quad (2.24)$$

où $F(r)$ représente le profil du mode optique et $\vartheta(r)$ désigne le profil d’un des modes acoustiques.

Pour avoir une approximation de la valeur de ce seuil, on suppose que l’onde de pompe ne subit que l’affaiblissement α de la fibre : c’est-à-dire qu’il n’y a pas d’appauvrissement de la pompe. Cela revient à annuler le premier élément du terme de droite de l’équation (2.21). La puissance de seuil Brillouin ainsi estimée, est donnée par la formule communément utilisée [26] :

$$P^{cr} \simeq 21 \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (2.25)$$

Ici aussi, l’aire effective optique A_{eff} doit être remplacée par l’aire de couplage acousto-optique A_m^{ao} . L_{eff} est la longueur effective d’interaction. Son expression est donnée par :

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha'} [1 - \exp(-\alpha' L)] \quad (2.26)$$

où L est la longueur de la fibre. La puissance de seuil dépend donc de l’affaiblissement α .

De façon générale, le coefficient “21” utilisé dans l’équation (2.25) est vraie uniquement dans le cas d’une fibre longue à faible perte [33].

Dans la littérature, il existe deux définitions arbitraires de la puissance de seuil Brillouin :

1. la puissance de pompe à partir de laquelle l’onde Stokes à l’entrée de la fibre augmente plus rapidement que l’onde transmise à la sortie de la fibre,
2. la puissance de pompe à partir de laquelle l’onde Stokes à l’entrée de la fibre a la même intensité que l’onde injectée en entrée de fibre (sans appauvrissement de la pompe) [34].

La deuxième définition correspond à la puissance de seuil calculée à l’équation (2.25). Cette équation suppose un gain Brillouin faible. Pour être rigoureux, la puissance de seuil doit être estimée en résolvant numériquement les équations (2.21) et (2.22). Dans cette estimation, la définition 1 est retenue.

Notons que la DBS peut être supprimée [25] en changeant les propriétés géométriques de la fibre c'est-à-dire en y créant une non-uniformité [35–37], en changeant le rayon du cœur [21] ou en augmentant la largeur spectrale du laser [38].

2.3 Les modes transverses

Les modes acoustiques transverses se confinent dans la section de la fibre. Ils se regroupent en quatre grandes catégories (figure 2.5) : les modes de flexion (F_{om}), les modes radiaux (R_{om}), les modes torsiaux (T_{om}) et les modes torsio-radiaux (TR_{2m}). Ces derniers sont doublement dégénérés dans une fibre symétrique.

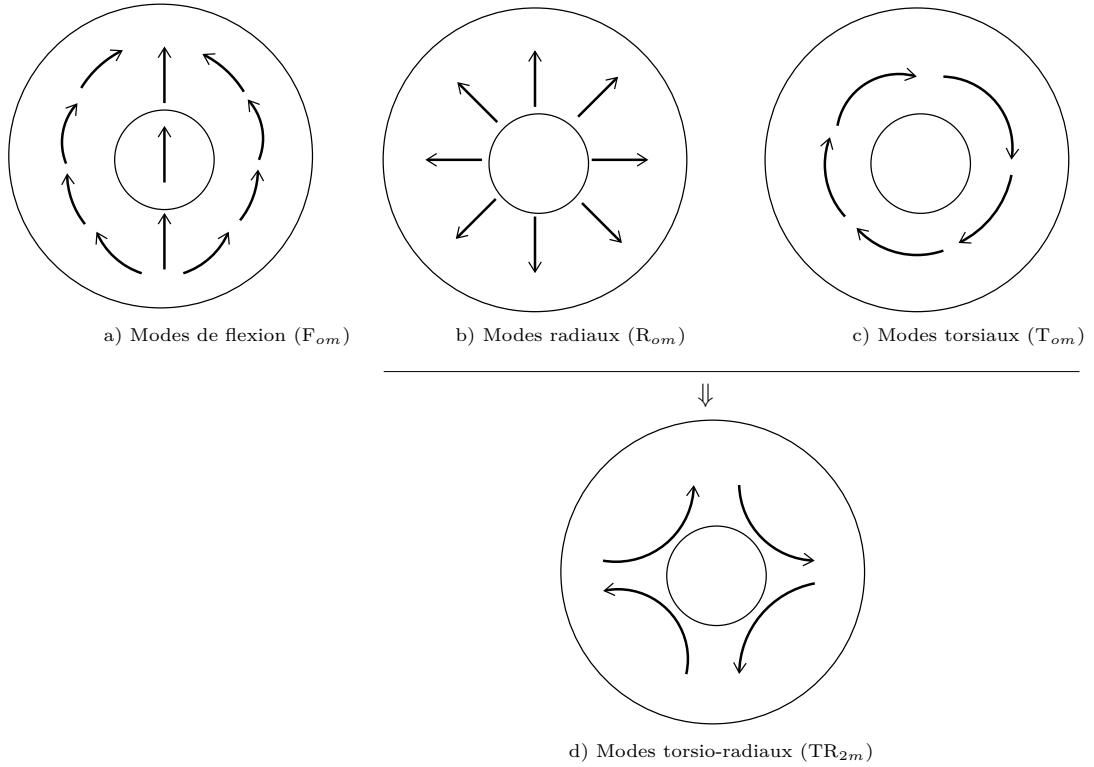
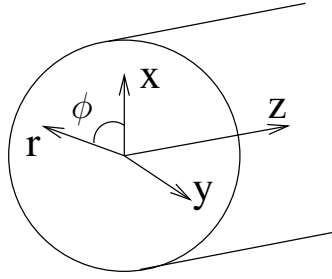


FIGURE 2.5 – Les modes acoustiques transverses.

L'interaction de ces modes avec le champ électrique de l'onde optique incidente diffuse la lumière de façon copropagative le long de la fibre causant ainsi des sources de bruit à basses fréquences. Cette interaction acousto-optique a été étudiée par **Shelby et al.** [39]. Les fréquences acoustiques concernées sont de l'ordre de quelques kHz à 1 GHz dans une fibre optique standard et peuvent atteindre 2 GHz dans une fibre à cristaux photoniques [40]. La vitesse de l'onde acoustique de cisaillement, v_T , est de 3740 m.s^{-1} [41]. Elle peut aussi se calculer par [42] :

$$v_T = \sqrt{\frac{E}{2(1+\nu)\rho}} \quad (2.27)$$

où E est le module de *Young*, ρ la densité de la fibre, et ν le coefficient de *Poisson*.


 FIGURE 2.6 – La section transverse d'une fibre optique. ϕ désigne la coordonnée angulaire.

Deux principaux types de modes acoustiques transverses sont à l'origine de cette diffusion [41] : il s'agit des modes radiaux R_{om} dont le vecteur-déplacement a une composante uniquement radiale (figure 2.5 b)) et qui modulent la phase de l'onde optique incidente ; et les modes torsio-radiaux TR_{2m} (figure 2.5 d)) avec un vecteur-déplacement variant avec $\cos(2\phi)$ (figure 2.6) et possédant également une composante radiale.

Ces derniers modulent aussi bien sa phase que son état de polarisation. Ils sont appelés, respectivement, modes polarisés et modes dépolarisés et sont fonction des vitesses d'onde acoustiques longitudinales et de cisaillement dans la fibre. La spécificité de ces modes réside dans leur dépendance à la structure transverse de la fibre, ce qui en fait donc un élément d'analyse potentiellement intéressant pour de la caractérisation structurale.

Ces modes offrent un avantage majeur car ils dépendent de paramètres physiques tels que la température [43], la déformation, le diamètre de fibre [44] et même de la structure transverse, comme cela a été démontré pour une fibre à cristaux photoniques [40].

L'observation et la mise en évidence de la diffusion spontanée de la lumière continue par les modes acoustiques transverses dans une fibre optique standard ont été réalisées [39]. Le modèle théorique de calcul des fréquences de modes acoustiques y est décrit. L'article prédit l'utilisation du spectre de ces modes pour analyser la structure interne d'une fibre. Plus tard, c'est l'interaction entre ces modes transverses et les solitons, qui sera étudiée [16, 17]. Pour déterminer la famille de modes acoustiques qui interagissent avec l'onde optique se propageant dans la fibre, il a été calculé dans un système de coordonnées cylindriques, les composantes de la force d'électrostriction, l'électrostriction étant le mécanisme par lequel un champ électrique comprime un matériau en changeant sa densité et donc son indice de réfraction comme nous avons eu l'occasion de le mentionner. Les composantes radiale f_r et angulaire f_ϕ de la force d'électrostriction sont modélisées par [17] :

$$f_r = -\frac{\epsilon^2}{8}\pi\frac{\partial F}{\partial r}\{I(p_{11} + p_{12}) + p_{11}(I_x - I_y)\cos(2\phi)\} \quad (2.28)$$

$$f_\phi = \frac{\epsilon^2}{8}\pi\frac{\partial F}{\partial r}p_{11}(I_x - I_y)\sin(2\phi) \quad (2.29)$$

où $\epsilon = n^2 = 2,1$ la permittivité diélectrique, F représente l'intensité de la distribution du mode de champ électrique, r la distance à l'axe de symétrie de la fibre, ϕ la coordonnée angulaire, $I = I_x + I_y$ avec $I_i = \frac{|E_i|^2}{2}$, ($i = x$ ou y) l'intensité du champ électrique. Dans ces équations, les axes x et y ont été choisis parallèles aux axes de polarisation de la lumière.

En partant des équations précédentes, l'on remarque que si $I_x = I_y$ c'est-à-dire en polarisation circulaire, alors :

$$\begin{cases} f_r &= -\frac{\epsilon^2}{8}\pi \frac{\partial F}{\partial r} I(p_{11} + p_{12}) \\ f_\phi &= 0 \end{cases}$$

Cette condition décrit les modes radiaux R_{om} où seule la composante radiale de la force d'électrostriction est non nulle. La variation de l'indice de réfraction due à l'électrostriction est plus importante dans le cas des modes radiaux [17]. Dans le cas contraire, pour $I_x \neq I_y$, les deux composantes à savoir radiale et angulaire sont non nulles, il s'agit du cas des modes torsio-radiaux TR_{2m} . L'analyse des équations (2.28) et (2.29) révèle et confirme que la diffusion de l'onde optique incidente par des modes de torsion purs n'est pas possible car $f_\phi \neq 0 \implies f_r \neq 0$.

Rappelons que l'interaction est efficace dans le cas d'une polarisation linéaire (polarisation suivant un seul axe : x ou y). Ces modes acoustiques qui diffusent la lumière vers la gaine de la fibre sont appelés, à tort, modes de gaine. Ils représentent les modes propres de la structure cylindrique et sont guidés par celle-ci.

Les modes acoustiques de plus hautes fréquences sont plus sensibles aux variations extérieures de température ou de déformations que ceux de basses fréquences. Il s'agit des perturbations dues aux caractéristiques du rayon de cœur, aux contraintes et aux inhomogénéités. Une variation du diamètre de gaine le long de la fibre entraîne une variation des modes acoustiques le long de celle-ci, comme nous le verrons au chapitre 4 ; ce qui peut être exploité dans la conception de capteurs répartis.

2.3.1 Les modes radiaux R_{om}

Dans un premier temps, il est présenté le calcul des fréquences des modes radiaux dans une fibre conventionnelle. Puis, le calcul sera étendu aux fibres microstructurées.

Dans une fibre optique conventionnelle, les fréquences des modes radiaux se calculent par la formule classique [45, 46] :

$$\left(1 - \left(\frac{v_T}{v_L}\right)^2\right) J_0(y) - \left(\frac{v_T}{v_L}\right)^2 J_2(y) = 0 \quad (2.30)$$

avec $J_0(y)$ et $J_2(y)$, les fonctions de Bessel de première espèce respectivement d'ordres 0 et 2. Les racines y de l'équation (2.30) permettent de calculer les fréquences f_m^R des modes, l'exposant "R" faisant référence aux modes radiaux :

$$f_m^R = \frac{v_L}{b\pi} y_m \quad (2.31)$$

avec y_m la racine de rang m de l'équation (2.30) et b le diamètre extérieur de la fibre. Ainsi, plus le diamètre de la fibre est petit, plus les fréquences des modes acoustiques radiaux sont élevées. Par conséquent, dans la mesure où ces modes sont observables expérimentalement et à largeur spectrale constante, les fibres de plus petit diamètre offrent un avantage pour leur utilisation dans les capteurs car les modes radiaux associés auront un meilleur facteur de qualité (rapport de la fréquence du mode par sa largeur spectrale).

Rappelons que :

$$\frac{v_T}{v_L} = \sqrt{\frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}} \quad (2.32)$$

Par exemple, pour $v_L = 5960 \text{ m.s}^{-1}$ et $v_T = 3740 \text{ m.s}^{-1}$, les fréquences des dix premiers modes radiaux sont calculées et résumées au tableau 2.2.

	f_1^R	f_2^R	f_3^R	f_4^R	f_5^R	f_6^R	f_7^R	f_8^R	f_9^R	f_{10}^R
MHz	30,24	81,53	129,93	177,94	225,8	273,6	321,36	369,10	416,83	464,55
$\lambda (\mu\text{m})$	197	73,12	45,87	33,5	26,37	21,75	18,5	16,12	14,25	12,75

Tableau 2.2 – Les fréquences et longueurs d’onde des dix premiers modes radiaux dans une fibre optique conventionnelle de rayon de cœur $b = 125 \mu\text{m}$ pour $v_L = 5960 \text{ m.s}^{-1}$ et $v_T = 3740 \text{ m.s}^{-1}$.

Théoriquement, le nombre de ces modes est infini. Toutefois, comme cela a été démontré [39], ils ne sont pas tous observables expérimentalement. Cela peut s’expliquer d’une part par la faiblesse du couplage acousto-optique et d’autre part, par la faible sensibilité de l’appareil de mesure qui est l’analyseur de spectre radiofréquence. Les modes radiaux sont aussi appelés modes polarisés car ils n’agissent que sur la phase du signal.

Partant de ce qui précède, et en modélisant les fibres microstructurées comme une fibre à saut d’indice dont les indices de cœur et de gaine sont respectivement n_c et n_{FSM} , nous pouvons appliquer les équations (2.30) et (2.31).

2.3.2 Les modes torsio-radiaux TR_{2m}

En supposant les conditions aux limites d’une traction nulle à la surface de la fibre, les fréquences des modes torsio-radiaux dans une fibre conventionnelle sont données par [45, 46] :

$$f_m^{TR} = \frac{v_T}{b\pi} y_m \quad (2.33)$$

avec b le diamètre extérieur de la fibre et y_m la solution de rang m de l’équation :

$$\left| \begin{bmatrix} \left(3 - \frac{y^2}{2}\right) J_2\left(\frac{v_T}{v_L} y\right) \\ J_2\left(\frac{v_T}{v_L} y\right) - \frac{v_T}{v_L} y J_3\left(\frac{v_T}{v_L} y\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \left(6 - \frac{y^2}{2}\right) J_2(y) - 3y J_3(y) \\ \left(2 - \frac{y^2}{2}\right) J_2(y) + y J_3(y) \end{bmatrix} \right| = 0$$

où $J_3(y)$ est la fonction de Bessel de première espèce du troisième ordre.

Par exemple, pour $v_L = 5960 \text{ m.s}^{-1}$ et $v_T = 3740 \text{ m.s}^{-1}$, les fréquences des dix premiers modes torsio-radiaux dans une fibre conventionnelle sont calculées et résumées au tableau 2.3.

	f_1^{TR}	f_2^{TR}	f_3^{TR}	f_4^{TR}	f_5^{TR}	f_6^{TR}	f_7^{TR}	f_8^{TR}	f_9^{TR}	f_{10}^{TR}
MHz	47,12	108,44	126,18	139,85	170	175,29	200,12	223,57	260,45	290,48
λ (μm)	79,37	34,5	29,62	26,75	22	21,37	18,62	16,75	14,37	12,87

Tableau 2.3 – Les fréquences des dix premiers modes torsio-radiaux dans une fibre optique conventionnelle de rayon de cœur $b = 125 \mu\text{m}$ pour $v_L = 5960 \text{ m.s}^{-1}$ et $v_T = 3740 \text{ m.s}^{-1}$.

En utilisant la même approximation faite à la section précédente, nous appliquerons les mêmes équations pour les fibres microstructurées.

Par opposition aux modes radiaux, les modes torsio-radiaux sont aussi appelés modes dépolarisés car ils agissent aussi bien sur la phase que sur la polarisation de l'onde optique.

L'importance des modes acoustiques dans les fibres optiques a fait l'objet de nombreuses études [47]. Afin de les utiliser pour analyser des structures, ou des paramètres extérieurs (température, pression...), nous avons besoin d'observer ces modes. Pour ce faire, on injecte un signal optique qui va se propager dans la fibre. Le mode optique fondamental HE_{11} interagit avec les modes acoustiques et subit par conséquent un décalage fréquentiel, permettant ainsi aux modes acoustiques d'être guidés, à l'instar de la diffusion Brillouin.

Cette diffusion semblable à la diffusion Brillouin, mais copropagative, est à l'origine de l'expression "modes de résonance Brillouin", ou "modes de gaine Brillouin" ou encore "modes acoustiques Brillouin guidés" (Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering : GAWBS). L'observation de ce décalage fréquentiel donne les fréquences des modes acoustiques.

Les modes radiaux sont plus difficiles à observer puisqu'ils sont des modes de dilatation et n'agissent que sur l'indice de réfraction de la fibre. Il faut donc utiliser un interféromètre de Mach Zehnder [39, 48–50]. Celui-ci utilise la cohérence du signal optique traversant chacun de ses bras [51, 52]. Si la longueur des bras de l'interféromètre est réglée de manière à créer une différence de chemin optique supérieure à la longueur de cohérence du signal qui le traverse, alors aucune interférence n'est possible entre les signaux optiques en sortie de l'interféromètre [51, 53].

Contrairement aux modes R_{om} , le montage expérimental nécessaire à l'observation des modes TR_{2m} est très simple. En effet, comme les modes TR_{2m} agissent sur la polarisation, il est possible de les observer en utilisant un polariseur en fin de chaîne de montage. Ils sont plus faciles à observer à cause de la force relative de leur interaction avec l'onde optique. Leur largeur à mi-hauteur peut descendre jusqu'à 50 kHz. La diffusion de la lumière provenant de ces modes est une source de bruit thermique pouvant perturber certaines expériences. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle, quelques articles ont été consacrés à l'utilisation des modes TR_{2m} pour des applications capteurs. Au nombre de ces articles, il y en a qui présentent la mesure des modes TR_{2m} pour estimer le diamètre extérieur d'une fibre [44]. Cette méthode a le mérite d'être non destructive contrairement à l'analyse en champ proche. Toujours par l'utilisation des modes TR_{2m} , la mesure de la vitesse du son a même été réalisée grâce à la mesure de l'influence de la concentration de Fluor (F) dans la fibre [54].

Comme à la section précédente, la quasi-totalité de ces modes se propagent dans le cœur de la fibre optique conventionnelle. Ce qui n'est pas le cas pour les fibres microstructurées. En effet, à cause des couronnes de trous autour du cœur, une partie des modes se propage préférentiellement dans la gaine (composée des couronnes de trous) et l'autre partie dans le cœur.

2.4 Les modes acoustiques transverses dans les fibres à cristaux photoniques

Les récentes études ont montré que la présence des couronnes de trous autour du cœur d'une fibre microstructurée change les propriétés acoustiques de celle-ci. La non-uniformité du diamètre de la gaine conduit à des variations (fluctuations) des longueurs d'onde acoustique.

Dans une certaine condition à savoir le quotient de surface d'air ($\kappa \ll 1$) [55] c'est-à-dire le rapport de l'aire de trous sur l'aire totale de la fibre, il est possible d'appliquer les équations (2.31) et (2.33) normalement valables que pour une structure parfaitement cylindrique et uniforme. En mesurant la fréquence Brillouin, on déduit la vitesse acoustique longitudinale v_L grâce à l'équation (2.11). Par la mesure des fréquences TR_{2m} , on déduit la vitesse transverse vérifiant les équations (2.31) et (2.33). En utilisant les mêmes équations que pour un cylindre homogène, **Shibata et al.** [55] ont montré que la force de couplage acousto-optique pour les modes TR_{2m} diminue avec l'augmentation du quotient κ et que les fréquences de ces modes sont légèrement inférieures à celles d'une fibre optique conventionnelle possédant les mêmes paramètres. Ces études ont été confirmées par d'autres.

Nous allons utiliser la même méthode : il faut d'abord exporter l'image MEB de la PCF dans un logiciel (par exemple Matlab) pour estimer l'aire des trous. Ensuite, une mesure de la fréquence Brillouin et des modes TR_{2m} nous permet de remonter à la valeur de v_T dans les PCF utilisées. Nous en donnons un exemple pour la PCF T452A dont l'image et les propriétés sont fournies respectivement à la figure 2.7 et au tableau 2.4.

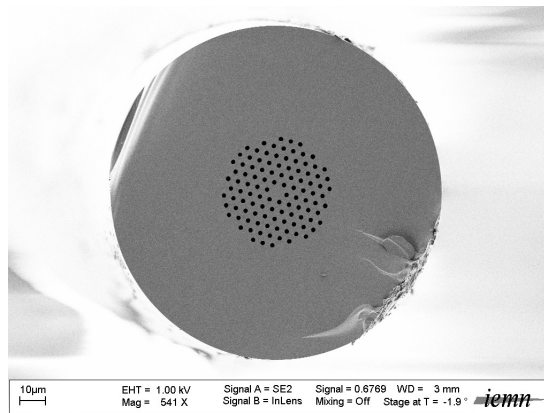


FIGURE 2.7 – L'image au MEB de la PCF T452A. Elle a été prise à l'Institut d'Electronique, de Microtechnologie et de Nanotechnologie : IEMN.

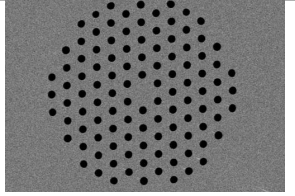
	
d (μm)	1,77
Λ (μm)	3,89
$\frac{d}{\Lambda}$	0,45
a_{eff} (μm)	2,18
α (dB/km)	1,9 dB/km @ 1550 nm
L	500 m
f_B	11,095 GHz

Tableau 2.4 – Les propriétés de la fibre T452A.

Le diamètre total mesuré pour cette PCF est de 129,58 μm soit une aire de **$1,31 \cdot 10^4 \mu\text{m}^2$** . Comme la fibre est formée de 5 couronnes de trous auxquelles s'ajoutent 18 trous externes soit un total de 108 trous, le calcul de l'aire occupée par les trous d'air est simple si l'on suppose tous les trous parfaitement circulaires. Ce qui donne une aire de $108 \times \pi \frac{d^2}{4}$ soit **$264,6 \mu\text{m}^2$** . D'où le quotient de surface d'air est $\kappa = 1,9 \cdot 10^{-2} \ll 1$. Par conséquent, les conditions exigées [55] pour appliquer les équations (2.30) et (2.33) à une PCF, sont remplies.

La fréquence Brillouin mesurée sur la PCF T452A est de 11,095 GHz. Nous en déduisons la vitesse longitudinale v_L comme suit :

$$v_L = \frac{f_B \lambda_p}{2n_{eff}} \quad (2.34)$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode optique. Pour $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ et $n_{eff} = 1,44$ (tableau 1.7) ; $v_L = 5971 \text{ m.s}^{-1}$.

La difficulté reste l'estimation de la vitesse acoustique de cisaillement. Pour ce faire, il faut d'abord mesurer la fréquence f_m^R d'au moins un mode radial (R_{om}) grâce, par exemple, à l'utilisation d'un interféromètre. Ensuite, en combinant les équations (2.30) et (??), on déduit l'expression de v_T :

$$v_T = \sqrt{\frac{v_L^2 \frac{J_0(2\pi a_{eff} f_m^R)}{J_2(2\pi a_{eff} f_m^R)}}{\frac{J_0(2\pi a_{eff} f_m^R)}{J_2(2\pi a_{eff} f_m^R)} + 1}} \quad (2.35)$$

Une autre façon de trouver la valeur de v_T est de l'estimer à partir de la courbe proposée par **Shibata et al.** [55].

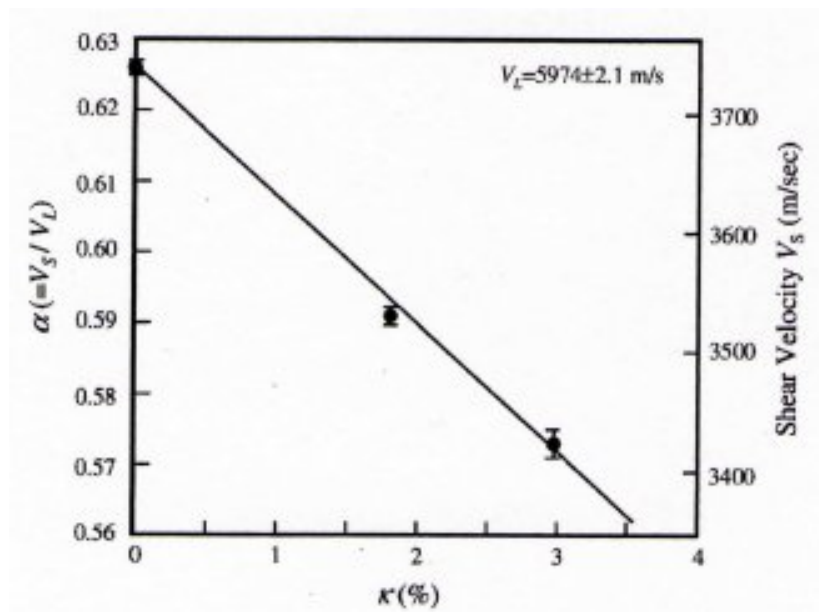


FIGURE 2.8 – Courbe d'estimation de v_T . κ : ratio surface des trous sur surface totale, d'après [55]

Bien que très intéressante, cette méthode a ses limites, car **Shibata et al.** [55] affirment que pour un taux de remplissage très inférieur à 1 (sans donner de valeur précise), l'on peut appliquer les équations (2.31) et (2.33). Grâce à cette méthode, nous avons calculé les fréquences des modes radiaux et torsio-radiaux dans PCF T452A (tableau ??).

R_{om} (MHz)	TR_{2m} (MHz)
30,06	42,96
79,05	98,88
125,73	121,59
172,08	127,73
218,31	154,83
264,49	169,55
310,64	182,29
356,77	209,63
402,89	216,44
449	237,23
495,11	264,60
541,21	291,91
587,3	309,23
633,40	319,31
679,49	346,59
725,58	373, 90
$\vdots$	$\vdots$

Tableau 2.5 – Fréquences des modes R_{om} et TR_{2m} dans la PCF T452A

En comparant les fréquences calculées à celles mesurées pour les TR_{2m} dans une boucle non linéaire (figure 2.15), on observe une cohérence.

Mes. (MHz)	Cal. (MHz)
-	42,96
76,58	-
93,09	98,88
103,6	-
-	121,59
126,1	127,73
-	154,83
165,2	169,55
184,7	182,29
213,2	209,63
⋮	⋮

Tableau 2.6 – Comparaison entre les fréquences calculées et mesurées des modes TR_{2m} dans la PCF T452A

Les fréquences théoriques (calculées) qui n'ont pu être mesurées amènent à conclure que l'interaction acousto-optique des modes concernés est faible.

Une méthode plus rigoureuse peut être numérique ou simplement reprendre la méthode proposée par [45, 46] et l'article [56] qui résout les équations de Bessel pour une fibre à double gaine. Ainsi, on peut d'abord modéliser la PCF comme une fibre en forme de W (un cœur en silice entouré d'une gaine en partie composée de trous).

Cette diffusion Brillouin copropagative a été aussi utilisée pour estimer les vitesses acoustiques longitudinale et de cisaillement dans une fibre microstructurée [55].

Ces modes acoustiques transverses affectent la dynamique des lasers à fibres [57, 58], limitent certaines expériences quantiques [39] et causent aussi un transfert d'énergie de l'onde pompe continue vers une onde copropagative Stokes. Pour qu'ils soient observés expérimentalement, ces modes ont besoin d'interagir avec l'onde optique incidente et par conséquent d'être guidés le long de la fibre.

Interaction acousto-optique. Il est bien connu qu'un signal optique traversant une fibre peut être modulé par les modes acoustiques présents dans celle-ci. L'interaction qui a lieu, fait apparaître une onde de Stokes contrapropagative (diffusion Brillouin) lorsqu'il s'agit des modes acoustiques longitudinaux, et une onde copropagative dans le cas des ondes acoustiques transverses.

En appliquant le théorème de la conservation de la quantité de mouvement, on peut écrire la relation (2.36) illustrée (figure 2.9) :

$$\hbar \vec{k}_s = \hbar \vec{k}_i \pm \hbar \vec{k}_a \quad (2.36)$$

avec $\hbar$ la constante normalisée de Planck, $\vec{k}_s$, $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_a$ respectivement les vecteurs d'onde diffusée, incidente et acoustique.

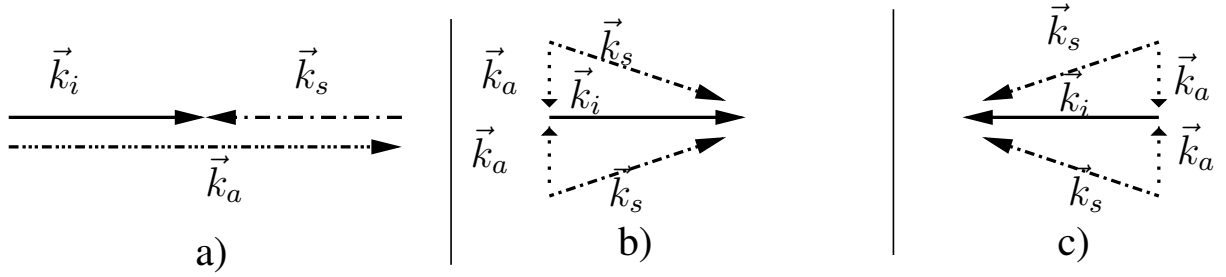


FIGURE 2.9 – L’interaction acousto-optique. a) cas de la diffusion Brillouin stimulée – b) cas de la diffusion des modes acoustiques guidés – c) cas de la diffusion des modes acoustiques guidés créée par la diffusion Brillouin. $\vec{k}_s$, $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_a$ représentent respectivement les vecteurs d’onde diffusée, incidente et acoustique.

Le cas b) de la figure 2.9 confirme que cette diffusion est copropagative. Elle produit des bruits de phase et d’amplitude qui peuvent perturber les mesures réalisées sur le signal incident. Le cas c) quant à lui, illustre la diffusion (de nouveau) de l’onde Brillouin par les modes acoustiques transverses. La force de couplage ξ pour chaque mode, est donnée par [59] :

$$\xi \approx \frac{1}{L} \left(\frac{2\pi\omega L \int_0^{a_{eff}} \Delta n E(r) r dr}{2c} \right)^2 \quad (2.37)$$

avec L et a_{eff} , respectivement la longueur et le rayon effectif de la fibre, ω et $E(r)$ respectivement la pulsation et le champ de mode normalisé de l’onde optique ; Δn désigne la variation d’indice de réfraction dans la fibre, variation induite par le couplage acousto-optique. Δn est proportionnel à $(p_{11} + p_{12})$ pour les modes radiaux et à $(p_{11} - p_{12})$ pour les modes torsio-radiaux.

D’une valeur approximative de 10^{-10}m^{-1} pour les modes radiaux [59], ξ est faible et peut être augmentée en retirant la gaine protectrice de la fibre. Cela s’explique par le faible recouvrement entre les modes optique et acoustique transverse, conduisant de ce fait à un gain de couplage 100 fois plus faible que le gain Brillouin [60]. Dans le même article, l’auteur souligne que la bande spectrale des modes acoustiques guidés est d’autant plus large que le cœur de la fibre est petit ; de même que la largeur à mi-hauteur (FWHM) des modes acoustiques guidés, augmente linéairement avec leurs fréquences.

2.5 Mesures des modes acoustiques transverses

Pour la mesure des modes de gaine, différents dispositifs ont été proposés dans la littérature aussi bien pour les modes polarisés que pour les modes dépolarisés.

Certains de ces montages utilisent la propagation de la lumière en espace libre (en utilisant des miroirs) et des interféromètres de type Mach Zehnder par exemple. En propagation guidée en fibre optique, des montages se basant sur la technologie de l’interféromètre de Sagnac ont été proposés. Il s’agit en l’occurrence des miroirs en boucle non linéaire qui permettent par exemple de récupérer en sortie de la boucle une infime partie (aucune puissance si le coupleur est parfaitement 50/50 et la boucle non biréfringente c’est-à-dire le chemin optique parcouru par les composantes x et y du champ électromagnétique de l’onde optique est identique) de la puissance envoyée dans la boucle.

Dans cette section, nous nous intéressons seulement à la mesure des modes TR_{2m} c'est-à-dire les modes dépolarisés. Nous les avons observés dans des fibres conventionnelle et microstructurée. L'ensemble des symboles des éléments utilisés dans les montages expérimentaux ainsi que leur signification sont résumés (figure 2.10).

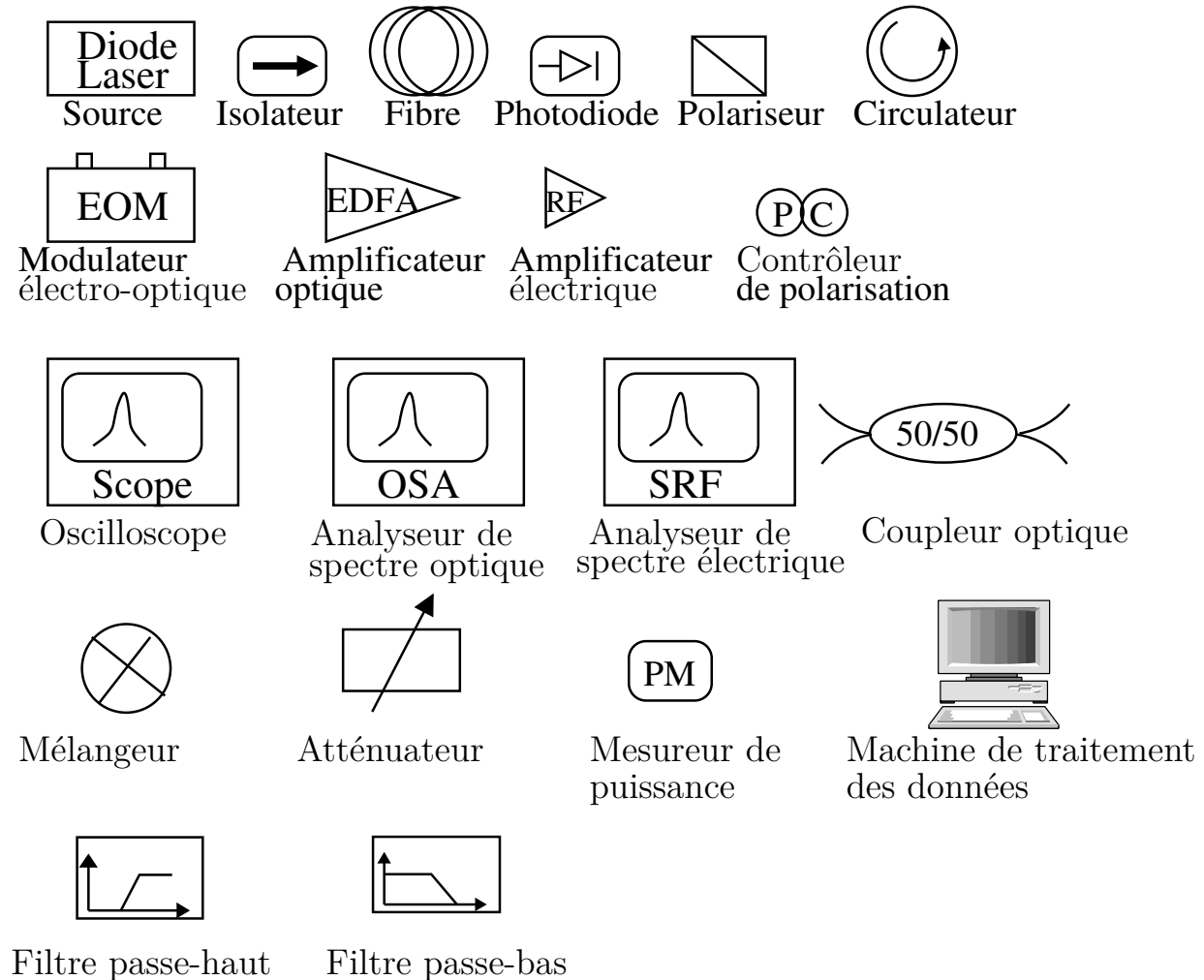


FIGURE 2.10 – Liste des symboles utilisés dans les schémas.

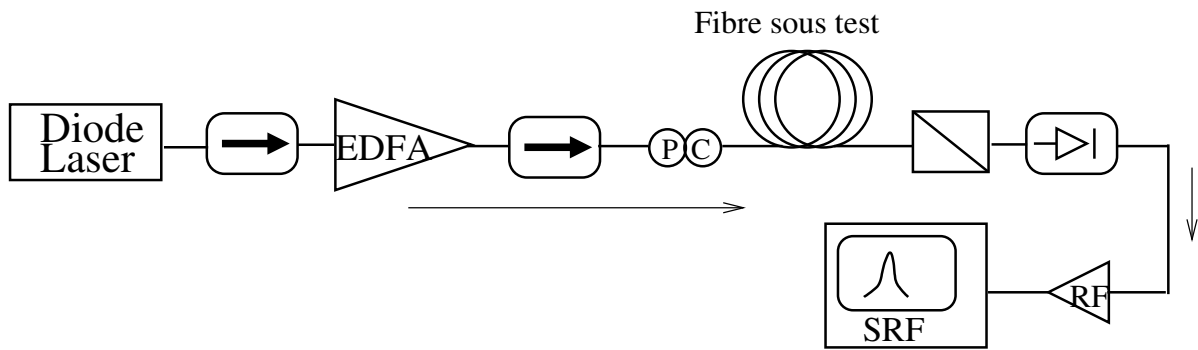
Deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés : le premier permet de faire une mesure "en direct" tandis que le second réalise une boucle non linéaire.

2.5.1 En direct

2.5.1.1 Banc expérimental

Le montage que nous avons utilisé est présenté (figure 2.11). Les mesures sont effectuées en mode continu.

La source utilisée est une diode laser à rétroaction (Distributed Feedback Laser : DFB) et émet à une longueur d'onde de 1550 nm. Elle délivre une lumière quasi monochromatique, continue et cohérente dans l'infrarouge et constitue un standard industriel dans les télécommunications optiques à longues distances. Afin d'obtenir un régime monomode, contrairement aux diodes lasers électro-luminescentes et aux lasers multimodes,


 FIGURE 2.11 – Montage de mesure des modes TR_{2m} en direct.

l'on peut soit réduire la cavité de la diode laser ou introduire dans la cavité des éléments qui vont spectralement sélectionner un mode [61]. C'est le cas de la DFB [62] où un réseau de Bragg est gravé dans la zone d'émission, entraînant une modulation de l'indice de réfraction du guide d'onde [63]. Celle que nous utilisons, a une largeur à mi-hauteur (Full Width Half Maximum : FWHM) de 500 kHz [64] et fournit une puissance maximale de 50 mW. Elle est stabilisée en température et en courant. En plaçant un filtre de courant sur l'entrée de la diode laser, nous évitons l'élargissement du spectre de la diode.

La correspondance entre le courant et la puissance de la diode est donnée à la figure 2.12. Les valeurs de courant de 200 mA et 300 mA correspondent respectivement à

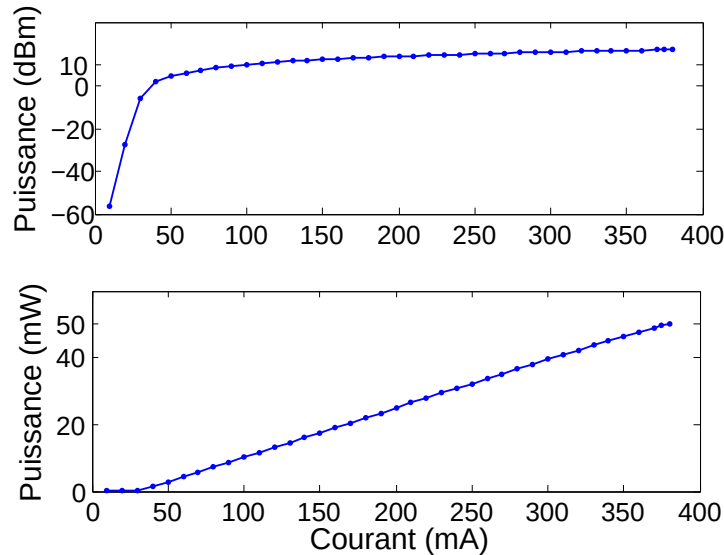


FIGURE 2.12 – Calibrage de la DFB utilisée.

des puissances optiques de 25 mW (13,98 dBm) et 39,45 mW (15,96 dBm).

A chaque fois qu'un signal optique traverse un milieu diffusant, une fraction de ce signal est rétrodiffusée. Nous utilisons un isolateur optique après la DFB pour éviter qu'une

réflexion aussi infime soit-elle du signal optique qui le traverse, ne revienne endommager la source. Son efficacité se caractérise par la mesure des pertes d'isolation. Plus celles-ci sont élevées, mieux cela est.

Le signal optique est ensuite amplifié par un amplificateur à fibre dopée à l'Erbium (Erbium Doped Fiber Amplifier : EDFA) [65]. En télécommunications, l'EDFA permet au signal de parcourir une plus grande distance sans nécessiter de répéteur [66]. Le seul problème est son émission spontanée (Amplified Spontaneous Emission : ASE), qui constitue une source de bruit puisque toutes les fréquences sont amplifiées de la même façon. Grâce à l'usage d'un filtre optique à bande accordable, nous avons résolu le problème.

Outre sa fréquence et sa puissance, tout signal optique est également caractérisé par son état de polarisation. Celui-ci indique l'orientation de son vecteur champ électrique. Lors de sa propagation dans la fibre, le signal optique même polarisé (par exemple linéairement polarisé pour une majorité de sources lasers du signal) voit son état de polarisation changer en permanence. Cela est dû aux micro-contraintes présentes dans la fibre, contraintes qui modifient la vitesse de propagation du signal optique. En utilisant un contrôleur de polarisation, qui permet de faire varier à dessein l'état de polarisation du signal optique, avant la fibre testée, nous sélectionnons l'état de polarisation idéal pour optimiser l'interaction acousto-optique. Un polariseur est utilisé à l'extrémité de la chaîne pour observer le décalage en fréquence entre l'onde optique incidente et celle diffusée par les modes TR_{2m} . Le signal est ensuite détecté par une photodiode et amplifié par des amplificateurs micro-ondes.

Les photodiodes permettent de convertir le signal optique en signal électrique afin de pouvoir le lire et l'interpréter à l'oscilloscope ou à l'analyseur de spectre micro-onde ou électrique. Celles que nous avons utilisées sont classées en deux catégories : les photodiodes lentes (pour mesurer les signaux de petite bande passante) et les photodiodes rapides pour les autres signaux. Elles ont été calibrées (rapport de conversion $mW \rightarrow mV$) à 1550 nm en suivant le protocole ci-après :

- tout d'abord, régler la DFB pour avoir un signal optique continu de référence dont la puissance est mesurée à la tête optique,
- ce signal est ensuite envoyé sur la photodiode (à calibrer) qui est connectée à un oscilloscope permettant de mesurer l'équivalence en tension électrique. On le fait pour différentes puissances de la DFB,
- enfin, par une règle de proportionnalité, le calibrage est déduit.

Il existe un compromis entre la bande passante et le gain de la photodiode. Les fréquences présentes dans le signal sont observées à l'analyseur de spectre micro-onde.

2.5.1.2 Résultats

Nous n'avons pu observer les modes acoustiques transverses dans notre PCF (T452A). Cela peut s'expliquer soit par le faible couplage acousto-optique dans la fibre, par la saturation de la photodiode de détection ou par la moins bonne sensibilité de l'analyseur de spectre micro-onde (SRF).

Etant donné que nous sommes intéressés par des applications de capteurs répartis, les expériences "en direct" n'ont pas retenu notre attention. Nous avons ensuite utilisé un montage en boucle non linéaire.

2.5.2 Dans une boucle non linéaire

2.5.2.1 Fondement théorique

Nous utilisons le schéma représenté (figure 2.13).

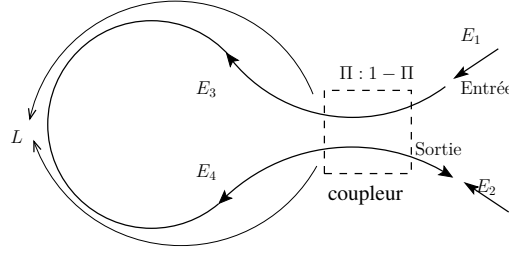


FIGURE 2.13 – Représentation de la boucle non linéaire. L désigne la longueur de la boucle, Π le rapport de couplage du coupleur et E_i l'amplitude du champ électrique ($i = 1$ à 4).

Une boucle non linéaire peut être constituée en interconnectant les sorties d'un coupleur bidirectionnel [67]. Soient L la longueur de la boucle, Π le taux de couplage d'intensité du coupleur ($\Pi : 1 - \Pi$), ε le coefficient de perte due au coupleur, α le coefficient d'atténuation de la fibre utilisée dans la boucle et β la constante de propagation de la fibre.

Le champ incident E_{in} qui entre dans le coupleur se divise en deux champs, l'un $\Pi^{0,5} E_{in}$ parcourt la boucle dans le sens horlogique sans traverser le coupleur ($\Pi^{0,5}$ car le champ est la racine carrée de l'intensité) et donc sa phase n'est pas changée. L'autre champ, $(1 - \Pi)^{0,5}$ traverse le coupleur et parcourt la boucle dans le sens anti-horlogique ; sa phase a donc un retard de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à la phase de l'onde incidente. Chacun de ces deux champs injectés dans la boucle la parcourt puis se redivise en sortie de la boucle en parcourant le coupleur (une partie va vers la sortie et l'autre revient vers l'entrée de la boucle). Le champ total qui sort par le port "sortie" (figure 2.13) de la boucle sera la superposition donc la somme de deux champs : l'un provenant du champ ayant conservé sa phase pendant les deux fois qu'il a parcouru le coupleur et l'autre ayant changé deux fois sa phase ($-\frac{\pi}{2}(+) - \frac{\pi}{2}$), ce qui donne pour le champ en sortie :

$$E_{out} = E_{in} \left[\left[\Pi^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} \right] \left[\Pi^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} \right] e^{(-\alpha + j\beta)L} + \left[(1 - \Pi)^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} \right] e^{(-\alpha + j\beta)L} e^{-j\frac{\pi}{2}} \right] \times \left[(1 - \Pi)^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} \right] e^{-j\frac{\pi}{2}} \quad (2.38)$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} \frac{E_{out}}{E_{in}} &= \Pi (1 - \varepsilon) e^{(-\alpha + j\beta)L} + (1 - \Pi) (1 - \varepsilon) (-j) e^{(-\alpha + j\beta)L} (-j) \\ &= \Pi (1 - \varepsilon) e^{(-\alpha + j\beta)L} - (1 - \Pi) (1 - \varepsilon) e^{(-\alpha + j\beta)L} \\ &= (2\Pi - 1) (1 - \varepsilon) e^{(-\alpha + j\beta)L} \end{aligned} \quad (2.39)$$

On comprend facilement que pour $\Pi = 0,5$ (c'est-à-dire pour un coupleur 50/50), le champ E_{out} est nul et donc aucune puissance ne sort de la boucle : on parle dans ce cas de réflexion totale.

Le champ total qui sort par le port "entrée" (figure 2.13) est appelé le champ réfléchi. Il est constitué d'une part du champ qui entre dans le coupleur au début sans le traverser, en le parcourant dans le sens horlogique puis en le traversant en sortie et d'autre part du champ qui pénètre dans le coupleur en le traversant, parcourt la boucle et sort sans traverser le coupleur. Chacun de ces deux champs a traversé une fois le coupleur, donc un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ chacun. Ce qui donne pour le champ total réfléchi :

$$E_r = E_{in} \left(\left[\Pi^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} (1 - \Pi)^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} e^{(-\alpha + j\beta)L} e^{-j\frac{\pi}{2}} \right] + \left[\Pi^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} (1 - \Pi)^{0,5} (1 - \varepsilon)^{0,5} e^{(-\alpha + j\beta)L} e^{-j\frac{\pi}{2}} \right] \right) \quad (2.40)$$

Ainsi,

$$\frac{E_r}{E_{in}} = -2j\Pi^{0,5} (1 - \varepsilon) (1 - \Pi)^{0,5} e^{(-\alpha + j\beta)L} \quad (2.41)$$

On remarque donc qu'il y a un changement de phase de $\frac{\pi}{2}$ à chaque réflexion. Mais en transmission, il n'y a pas de changement de phase si $\Pi > 0,5$. Toutefois, le changement de phase est de π si $\Pi < 0,5$.

Les coefficients de transmission et de réflexion en intensité, Γ et R sont obtenus en prenant le carré du module de $\frac{E_{out}}{E_{in}}$ et $\frac{E_r}{E_{in}}$ dans les équations (2.39) et (2.41) respectivement, ce qui donne :

$$\Gamma = (1 - 2\Pi)^2 (1 - \varepsilon)^2 e^{(-2\alpha)L} \quad (2.42)$$

$$R = 4\Pi (1 - \Pi) (1 - \varepsilon)^2 e^{(-2\alpha)L} \quad (2.43)$$

$$\mathfrak{P} = 1 - (\Gamma + R) = 1 - (1 - \varepsilon)^2 e^{(-2\alpha)L} \quad (2.44)$$

avec $\mathfrak{P}$ les pertes totales dans le dispositif.

L'approche ci-dessus est vraie si l'on suppose que les ondes n'ont pas accumulé de phase lors de leur parcours dans la boucle [68] ; ce qui est vrai si la boucle se comporte de manière linéaire c'est-à-dire si les intensités des champs électriques mis en jeu ne sont pas assez élevées pour induire une interaction non linéaire dans la boucle.

Si l'automodulation de phase est présente, une phase ψ sera accumulée :

$$\psi = \frac{2\pi n_2 |E|^2 L}{\lambda} \quad (2.45)$$

n_2 le coefficient d'indice non linéaire.

A partir de la figure 2.13 représentant également une "boucle anti-résonante non sélective en fréquence" [69], les champs E_3 et E_4 peuvent être écrits comme suit :

$$E_3 = \Pi^{0,5} E_1 \pm e^{j\frac{\pi}{2}} (1 - \Pi)^{0,5} E_2 \quad (2.46)$$

$$E_4 = \Pi^{0,5} E_2 \pm e^{j\frac{\pi}{2}} (1 - \Pi)^{0,5} E_1 \quad (2.47)$$

Comme $E_2 = 0$, après la traversée de la boucle, on a :

$$E_3 = \Pi^{0,5} E_1 e^{j\Pi|E_1|^2 2\pi n_2 L/\lambda} \quad (2.48)$$

$$E_4 = j(1 - \Pi)^{0,5} E_1 e^{j(1-\Pi)|E_1|^2 2\pi n_2 L/\lambda} \quad (2.49)$$

On montre que si $\Pi \neq 0,5$; la transmission au port "Sortie" (figure 2.13) est totale ; de façon périodique et sous certaines conditions. Rappelons que jusqu'ici la biréfringence dans la boucle a été supposée quasi nulle. La biréfringence permet, en effet, de modifier sensiblement le taux de réflectivité (de 100% à 0%) car elle crée une variation du chemin optique des deux champs électriques contrapropageants [70].

2.5.2.2 Banc expérimental

Voici le banc expérimental utilisé en boucle non linéaire (figure 2.14) :

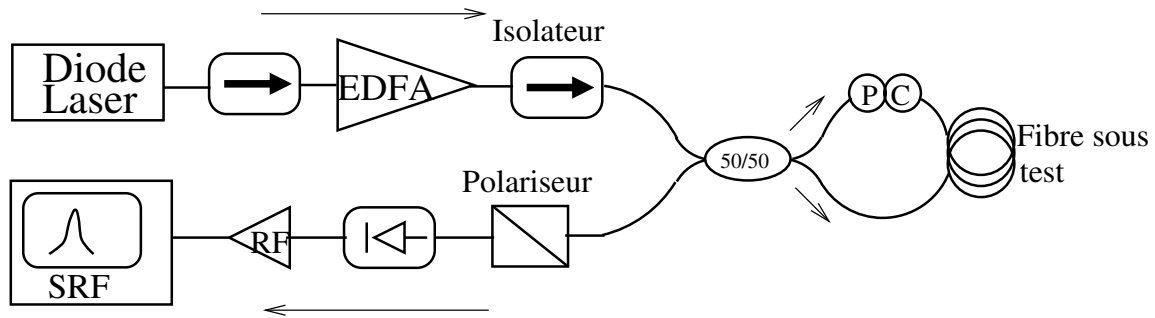


FIGURE 2.14 – Montage expérimental pour la mesure des modes TR_{2m} .

2.5.2.3 Résultats

Avec une fibre photonique de gros cœur baptisée PCF T452A et une fibre conventionnelle de longueurs respectives 500 m et 3 km, nous avons observé à l'analyseur de spectre électrique les modes TR_{2m} (figures 2.15 et 2.17) avec un réglage du contrôleur de polarisation à l'intérieur de la boucle de manière à avoir un minimum de puissance sur la photodiode en sortie de la boucle.

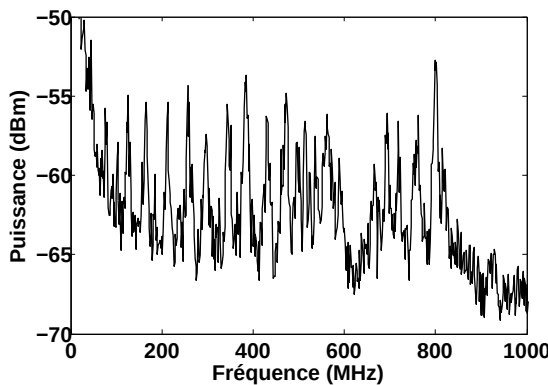


FIGURE 2.15 – Observation des modes TR_{2m} dans une fibre photonique de gros cœur (T452A).

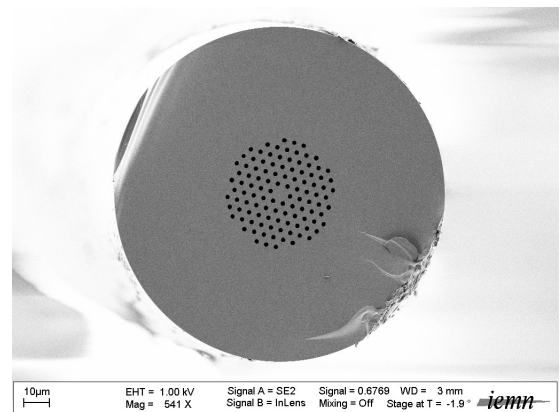


FIGURE 2.16 – L'image au MEB de la PCF T452A.

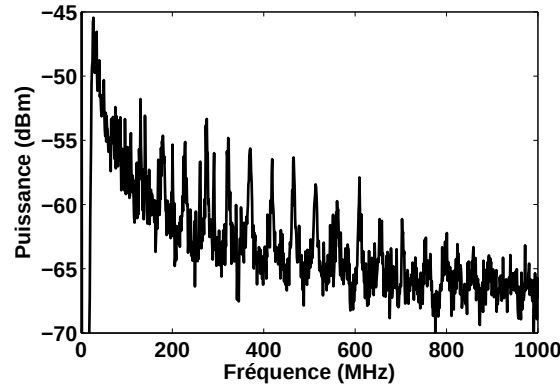


FIGURE 2.17 – Observation des modes TR_{2m} dans une fibre standard.

L'insertion du contrôleur de polarisation dans la boucle (figure 2.14) permet d'avoir des coupures assez bonnes jusqu'à un rapport de 1000.

Les puissances en sortie de la DFB et de l'amplificateur optique sont respectivement de 39 mW et 356 mW. La résolution à l'analyseur de spectre électrique est de 100 kHz aussi bien pour la bande passante (Bandwidth) que pour la vidéo (VideoBandwidth) et son niveau de bruit est représenté (figure 2.18).

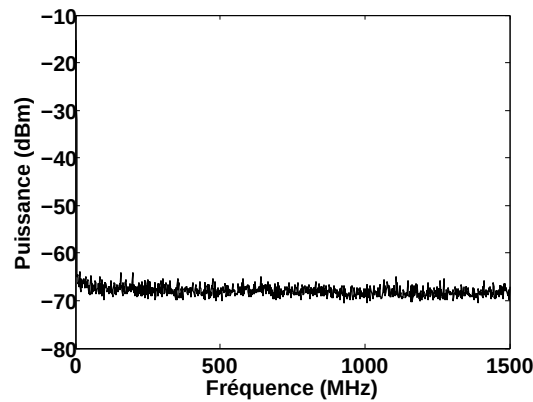


FIGURE 2.18 – Niveau de bruit de l'analyseur de spectre électrique.

L'observation à l'analyseur de spectre optique nous fait remarquer que les modes TR_{2m} s'observent plus facilement quand l'onde Brillouin a une faible puissance comparée à celle correspondant à l'onde incidente. Cela permet de conclure que ces modes ne nécessitent pas que la puissance à l'entrée de la fibre soit élevée pour être observés. De plus, l'augmentation progressive de la puissance lumineuse en entrée de fibre ne modifie pas significativement la puissance ni la fréquence de ces modes : nous concluons que les modes torsio-radiaux ne dépendent uniquement que de la structure de la fibre. Par ailleurs, nous remarquons que les modes observés sont bien compris entre 0 et 1 GHz.

2.6 Conclusion

A travers ce chapitre, une présentation des modes acoustiques dans les fibres optiques a été faite. La diffusion Brillouin a été exposée et les modes acoustiques transverses ont été étudiés. Ceux d'entre eux qui sont à la base de la diffusion de la lumière ont été identifiés.

Nous avons présenté les méthodes de calcul de leurs fréquences dans une fibre optique standard. Sous certaines conditions respectées par les fibres microstructurées que nous avons utilisées, les mêmes méthodes peuvent être utilisées pour prédire les fréquences des modes longitudinaux et torsio-radiaux dans les fibres à cristaux photoniques. Grâce au montage en boucle non linéaire, les modes torsio-radiaux ont été observés dans une fibre photonique à gros cœur et corroborent les prédictions.

Dans le but d'exploiter ces modes transverses dans l'analyse de la section transverse d'une fibre pour des applications de capteurs répartis, il faut pouvoir observer ces modes en rétrodiffusion : ce sera l'objet du chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*. New York : Wiley, 1984.
- [2] F. Ay, A. Kocabas, C. Kocabas, A. Aydinli, and S. Agan, “Prism coupling technique investigation of elasto-optical properties of thin polymer films,” *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no. 12, pp. 7147–7153, 2004.
- [3] L. Pochhammer, “Über die fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner schwingungen in einem unbegrenzten isotropen kreiszylinder,” *J. Reine Angew. Math.*, vol. 1876, no. 81, pp. 324–336, 1876.
- [4] C. Chree, “The equations of an isotropic elastic solid in polar and cylindrical coordinates, their solutions and applications,” *Trans. Camb. Phil. Soc.*, vol. 14, pp. 250–369, 1889.
- [5] L. Kari, “Axially symmetric modes in finite cylinders—the wave guide solution,” *Wave Motion*, vol. 36, no. 2, pp. 169–184, 2002.
- [6] D. Bancroft, “The velocity of longitudinal waves in cylindrical bars,” *Phys. Rev.*, vol. 59, no. 7, pp. 588–593, 1941.
- [7] G. E. Hudson, “Dispersion of elastic waves in solid circular cylinders,” *Phys. Rev.*, vol. 63, no. 1, pp. 46–51, 1943.
- [8] R. M. Davies, “A critical study of the Hopkinson pressure bar,” *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, vol. 240, no. 821, pp. 375–457, 1948.
- [9] L. D. Bertholf, “Numerical solution for two-dimensional elastic wave propagation in finite bars,” *J. Appl. Mech.*, vol. 34, pp. 724–734, 1967.
- [10] L. W. Kennedy and O. Jones, “Longitudinal wave propagation in a circular bar loaded suddenly by a radially distributed end stress,” *J. Appl. Mech.*, vol. 36, pp. 470–478, 1969.
- [11] S. P. Timoshenko and J. N. Goodier, *Theory of Elasticity*. New York : MacGraw-Hill, 1970, ch. 14.
- [12] D. Cotter, “Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber,” *J. Opt. Commun.*, vol. 4, no. 1, pp. 10–19, 1983.
- [13] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho, and T. P. Newson, “150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, no. 6, pp. 1321–1324, 2005.
- [14] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, “Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1296–1302, 1995.
- [15] A. R. Chraplyvy, “Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, no. 10, pp. 1548–1557, 1990.
- [16] E. M. Dianov, A. V. Luchnikov, A. N. Pilipetskii, and A. N. Starodumov, “Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 6, pp. 314–316, 1990.
- [17] E. A. Golovchenko and A. N. Pilipetskii, “Acoustic effect and the polarization of adjacent bits in soliton communication lines,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 6, pp. 1052–1056, 1994.

- [18] D. Marcuse, *Light Transmission Optics*. Van Nostrand Reinhold, 1982.
- [19] J. Schroeder, R. Mohr, P. B. Macedo, and C. J. Montrose, “Rayleigh and Brillouin scattering in K_2O-SiO_2 glasses,” *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 56, no. 10, pp. 510–514, 1973.
- [20] R. J. Pressley, *Handbook of Lasers*, 1971.
- [21] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, “Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius,” *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 8, pp. 668–669, 1995.
- [22] N. Shibata, Y. Azuma, T. Horiguchi, and M. Tateda, “Brillouin-gain spectra for single-mode fibers having various core/cladding material compositions,” in *ECOC '88*, vol. 1, pp. 115–118, 1988.
- [23] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and R. M. Derosier, “Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical fiber characterization,” *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 19, pp. 1011–1013, 1986.
- [24] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, “SBS threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 1, pp. 50–57, 1996.
- [25] D. Cotter, “Suppression of stimulated Brillouin scattering during transmission of high-power narrowband laser light in monomode fibre,” *Electron. Lett.*, vol. 18, no. 15, pp. 638–640, 1982.
- [26] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [27] M. O. van Deventer and A. J. Boot, “Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 4, pp. 585–590, 1994.
- [28] A. Kobayakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. B. Ruffin, M. Sauer, S. R. Bickham, and R. Mishra, “Design concept for optical fibers with enhanced sbs threshold,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 14, pp. 5338–5346, 2005.
- [29] E. Peral and A. Yariv, “Degradation of modulation and noise characteristics of semiconductor lasers after propagation in optical fiber due to a phase shift induced by stimulated Brillouin scattering,” *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 35, no. 8, pp. 1185–1195, 1999.
- [30] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*. John, Wiley & Sons, Inc, 1984.
- [31] V. Lanticq, “Mesure répartie de température et de déformations par diffusion brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil,” Ph.D. dissertation, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 2009.
- [32] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. San Diego, CA : Academic Press, 2003.
- [33] S. L. Floch and P. Cambon, “Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and the steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, no. 6, pp. 1132–1137, 2003.
- [34] R. G. Smith, “Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering,” *Appl. Opt.*, vol. 11, no. 11, pp. 2489–2494, 1972.
- [35] N. Yoshizawa, T. Horiguchi, and T. Kurashima, “Proposal for stimulated Brillouin scattering suppressed by fibre cabling,” *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 12, pp. 1100–1101, 1991.

- [36] A. Wada, T. Nozawa, T. Tsun, and R. Yamauchi, “Suppression of stimulated Brillouin scattering by intentionally induced periodical residual-strain in single-mode optical fibers,” *IEICE Trans. Commun.*, vol. E76-B, no. 4, pp. 345–351, 1993.
- [37] A. Liu, “Suppressing stimulated Brillouin scattering in fiber amplifiers using nonuniform fiber and temperature gradient,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 3, pp. 977–984, 2007.
- [38] A. Hirose, Y. Takushima, and T. Okoshi, “Suppression of stimulated Brillouin scattering and Brillouin crosstalk by frequency-sweeping spread-spectrum scheme,” *J. Opt. Commun.*, vol. 12, no. 3, pp. 82–85, 1991.
- [39] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer, “Guided acoustic-wave Brillouin scattering,” *Phys. Rev. B*, vol. 31, no. 8, pp. 5244–5252, 1985.
- [40] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, G. Mélin, and V. Laude, “Guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 1, pp. 17–19, 2007.
- [41] A. N. Pilipetskii, A. V. Luchnikov, and A. M. Prokhorov, “Soliton pulse long-range interaction in optical fibers : the role of light polarization and fiber geometry,” *Sov. Lightwave Commun.*, vol. 3, pp. 29–39, 1993.
- [42] N. P. Bansal and R. H. Doremus, *Handbook of Glass Properties*. New York : Academic, 1986, ch. 10.
- [43] Y. Tanaka and K. Ogusu, “Temperature coefficient of sideband frequencies produced by depolarized guided acoustic-wave Brillouin scattering,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 12, pp. 1769–1771, 1998.
- [44] M. Ohashi, N. Shibata, and K. Shiraki, “Fibre diameter estimation based on guided acoustic wave Brillouin scattering,” *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 10, pp. 900–902, 1992.
- [45] E. K. Sittig and G. A. Coquin, “Visualization of plane-strain vibration modes of a long cylinder capable of producing sound radiation,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 48, no. 5B, pp. 1150–1159, 1970.
- [46] R. N. Thurston, “Elastic waves in rods and clad rods,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 64, no. 1, pp. 1–37, 1978.
- [47] E. P. Ippen and R. H. Stolen, “Stimulated Brillouin scattering in optical fibers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 11, pp. 539–541, 1972.
- [48] D. Elser, U. L. Andersen, A. Korn, O. Glöckl, S. Lorenz, C. Marquardt, and G. Leuchs, “Reduction of guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, no. 13, p. 133901, 2006.
- [49] J. H. Cole, R. L. Johnson, and P. G. Bhuta, “Fiber-optic detection of sound,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 62, no. 5, pp. 1136–1138, 1977.
- [50] —, “**Erratum** : Fiber-optic detection of sound [J. Acoust. Soc. Am., vol. 62, pp. 1136–1138, 1977.],” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 63, no. 5, pp. 1232–1232, 1978.
- [51] A. Rogers, “Distributed optical-fibre sensing,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 10, no. 8, pp. R75–R99, 1999.
- [52] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Oxford : Pergamon, 1975.
- [53] J. L. Brooks, R. H. Wentworth, R. C. Youngquist, M. Tur, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, “Coherence multiplexing of fiber-optic interferometric sensors,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 3, no. 5, pp. 1062–1072, 1985.

- [54] K. Shiraki and M. Ohashi, “Sound velocity measurement based on guided acoustic-wave Brillouin scattering,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 10, pp. 1177–1180, 1992.
- [55] N. Shibata, A. Nakazono, N. Taguchi, and S. Tanaka, “Forward Brillouin scattering in holey fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 2, pp. 412–414, 2006.
- [56] M. Monerie, “Propagation in doubly clad single-mode fibers,” *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 18, no. 4, pp. 535–542, 1982.
- [57] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, “Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser,” *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 21, pp. 1860–1861, 1993.
- [58] E. Picholle and A. Picozzi, “Guided-acoustic-wave resonances in the dynamics of a stimulated Brillouin fiber ring laser,” *Opt. Commun.*, vol. 135, no. 4–6, pp. 327–330, 1997.
- [59] A. J. Poustie, “Bandwidth and mode intensities of guided acoustic-wave Brillouin scattering in optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no. 4, pp. 691–696, 1993.
- [60] I. Bongrand, A. Picozzi, and E. Picholle, “Coherent model of cladding Brillouin scattering in singlemode fibres,” *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 18, pp. 1769–1770, 1998.
- [61] E. Udd, *Fiber Optic Sensors*. John Wiley & Sons, 2006.
- [62] M. Okuda, K. Murata, and K. Oonaka, “Optimum design of a distributed Bragg-reflector laser with optical loss in the corrugated waveguide,” *Opt. Commun.*, vol. 16, no. 1, pp. 30–32, 1976.
- [63] D. Derickson, *Fiber Optic Test and Measurement*. Hewlett-Packard, 1998.
- [64] F. Mihélic, D. Bacquet, J. Zemmouri, and P. Szriftgiser, “Ultrahigh resolution spectral analysis based on a Brillouin fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 3, pp. 432–434, 2010.
- [65] E. Desivire, *Erbium Doped Fiber Amplifiers : Principles and Applications*. New York : Wiley, 1994.
- [66] T. Sugie, T. Imai, and T. Ito, “Over 350 km CPFSK repeaterless transmission at 2.5 Gb/s employing high-output power erbium-doped fibre amplifiers,” *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 19, pp. 1577–1578, 1990.
- [67] I. D. Miller, D. B. Mortimore, P. Urquhart, B. J. Ainslie, S. P. Craig, C. A. Millar, and D. B. Payne, “A Nd^{3+} -doped cw fiber laser using all-fiber reflectors,” *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 11, pp. 2197–2201, 1987.
- [68] N. J. Doran and D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, 1988.
- [69] R. Paschotta, D. J. B. Brinck, S. G. Farwell, and D. C. Hanna, “Resonant loop mirror with narrow-band reflections and its application in single-frequency fiber lasers,” *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 3, pp. 593–596, 1997.
- [70] D. B. Mortimore, “Fiber loop reflectors,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 7, pp. 1217–1224, 1988.

CHAPITRE

3

RÉFLECTOMÉTRIE BRILLOUIN BASÉE SUR LES MODES ACOUSTIQUES GUIDÉS (BOTDR)

La Sagesse de Dieu échappe au calcul.

Saint Augustin

Sommaire

3.1	Etat de la matière en réflectométrie	84
3.1.1	La résolution spatiale	86
3.1.2	La fréquence de répétition des impulsions	86
3.1.3	Les variantes d'OTDR	86
3.2	Réflectométrie Brillouin (BOTDR)	88
3.2.1	Principe de fonctionnement	88
3.2.1.1	Schéma de principe	88
3.2.1.2	Caractéristiques de l'impulsion	89
3.2.2	Dispositifs expérimentaux	90
3.2.2.1	Réglage du modulateur électro-optique	91
3.2.2.2	Préparation du signal avant la fibre testée	92
3.2.2.3	Le signal rétrodiffusé	92
3.2.3	Analyse de données	95
3.2.3.1	La fréquence d'échantillonnage	97
3.2.3.2	La fenêtre de temps	97
3.2.4	Résultats expérimentaux des mesures en réflectométrie	99
3.2.4.1	Sur deux fibres SMF en cascade	100
3.2.4.2	Sur SMF de 2,2 km	102

3.2.4.3	Contrôle du montage : mesures en continu	103
3.2.4.4	Sur DSF	106
3.2.4.5	Sur PCF T452A	109
3.2.4.6	Etude de l'influence de τ sur les résultats	110
3.2.4.7	Obstacles de mesure	112
3.3	Réflectométrie Brillouin à base de modes hybrides	113
3.3.1	Amélioration du montage avec l'utilisation de deux diodes . . .	115
3.3.2	Résultats expérimentaux	118
3.3.2.1	Sur DSF	119
3.3.2.2	Sur PCF	120
3.4	Avantages et faiblesses du BOTDR	124
3.4.1	Avantages	124
3.4.2	Faiblesses	124
3.4.2.1	Limitations en résolutions spatiale et en fréquence . .	125
3.4.2.2	Limitations en puissance retour Brillouin / Seuil Brillouin	125
3.4.2.3	Limitations de la fréquence de répétition des impulsions	125
3.5	Conclusion	125
	Bibliographie	127

Faire des mesures réparties au moyen d'une fibre optique nécessite la mise au point d'un dispositif expérimental permettant de retrouver la position (dans la fibre) correspondant au signal mesuré. La réflectométrie peut être utilisée à cette fin.

Ce chapitre s'intéresse aux techniques de réflectométrie utilisant la diffusion non linéaire Brillouin. Il s'agit du BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry). En commençant par une présentation du principe de réflectométrie et de ses variantes, nous nous attarderons sur la réflectométrie Brillouin. Le banc expérimental que nous avons développé sera détaillé puis comparé au principe du BOTDR classique. Ensuite, les différentes techniques de traitement de signal utilisées pour extraire les informations de nos mesures, seront exposées.

Les mesures ont été réalisées sur quatre catégories de fibres :

- deux fibres SMF de fabrication différente et soudées en cascade,
- une fibre SMF,
- une fibre DSF,
- et une fibre PCF.

Nous avons pu vérifier expérimentalement l'influence de la durée d'impulsion sur les mesures réalisées. Certains obstacles aux mesures comme l'automodulation de phase ont retenu notre attention.

3.1 Etat de la matière en réflectométrie

La réflectométrie optique est une ancienne technique [1, 2] bien maîtrisée et qui permet d'avoir des informations réparties [3] le long d'une fibre optique. Elle est née du besoin grandissant de pouvoir détecter les défauts et les imperfections dans un réseau de fibres optiques, de localiser avec précision l'endroit de perte de signal, l'estimation des pertes d'épissures et même de mesurer les pertes de signal sur un tronçon de fibre optique.

Lorsqu'une onde optique traverse une fibre, l'une des diffusions inévitable est la diffusion Rayleigh. Ce phénomène est caractérisé par la diffusion du signal dans toutes les

directions. La fraction de signal qui diffuse dans une direction opposée à celle du signal incident est appelée "signal rétrodiffusé". C'est la clé de la réflectométrie. En effet, en envoyant un signal pulsé dans la fibre et en récupérant le signal rétrodiffusé en fonction du temps d'arrivée, on peut localiser spatialement par le temps de vol, les pertes le long de la fibre. D'où le nom de "réflectométrie optique dans le domaine temporel" (Optical Time Domain Reflectometry/Reflectometer : OTDR) donné à cette technique. Elle ressemble à la technologie mise en œuvre dans le LIDAR (Light Detection And Ranging : le radar optique).

Le signal rétrodiffusé peut être analysé selon la variation de son intensité, de sa fréquence, de sa phase... ouvrant ainsi la voie à des variétés de réflectomètres. Il est à noter que ces réflectomètres OTDR ne sont pas basés sur les effets non linéaires dans la fibre contrairement aux réflectomètres Brillouin et Raman.

L'utilité de l'OTDR pour les télécommunications n'est plus à démontrer et son avantage majeur est de n'utiliser qu'une extrémité de la fibre. Cela a vulgarisé l'utilisation du réflectomètre OTDR qui représente une technique non destructive. Son principe est résumé (figure 3.1).

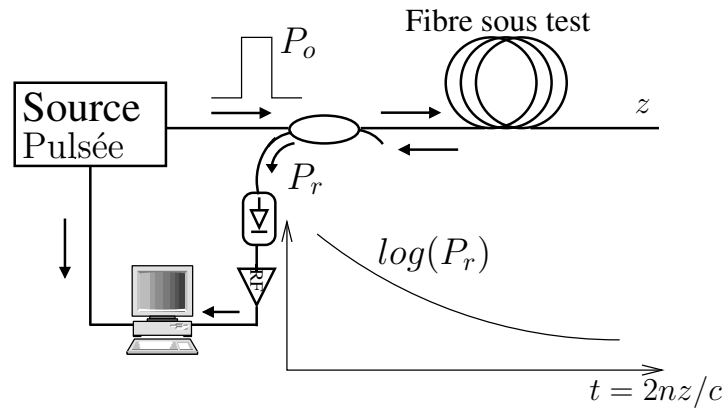


FIGURE 3.1 – Schéma de principe d'un réflectomètre OTDR standard. P_o et P_r désignent respectivement la puissance de l'impulsion lumineuse et la puissance du signal rétrodiffusé. z est la position de l'impulsion correspondant à la puissance P_r , t le temps, n l'indice de réfraction de la fibre et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Une source laser émet directement des impulsions de puissance P_o qui sont ensuite injectées dans un coupleur optique dont l'un des bras d'entrée permettra ensuite de récupérer le signal rétrodiffusé. Ce signal détecté par une photodiode est amplifié puis analysé.

Dans le cas d'un réflectomètre OTDR standard, la mesure de la puissance P_r du signal rétrodiffusé permet de déduire son atténuation locale par la formule :

$$P_r(t) = P_o \tau (v_g/2) \alpha_d B e^{-\alpha_T t} \quad (3.1)$$

avec :

- $P_o \tau$, l'énergie de l'impulsion de durée τ
- v_g , la vitesse de groupe
- α_d , le coefficient de diffusion
- B , la fraction de capture qui est fonction de l'ouverture numérique
- α_T , somme des coefficients de diffusion et d'absorption
- t , le temps (variable temporelle)

L'expression de la puissance rétrodiffusée dans le cas d'une diffusion Rayleigh a été calculée pour la première fois par **Personick** [4] qui considéra l'atténuation α_T constante sur une distance infinitésimale dz . A la suite de cet article et de la théorie développée par **Neumann** [5], l'étude détaillée de la technique de rétrodiffusion dans les fibres optiques monomodes a été présentée [6].

L'un des paramètres importants d'un réflectomètre quelle qu'en soit sa nature, est la résolution spatiale.

3.1.1 La résolution spatiale

La résolution spatiale, Δz , exprime la distance minimale entre deux défauts détectables par le réflectomètre. Elle est liée à la durée de l'impulsion par :

$$\Delta z = \frac{c \tau}{n 2} \quad (3.2)$$

Ainsi, avec une durée d'impulsion de 100 ns, on a une résolution de l'ordre de 10 m (avec $n = 1,5$).

3.1.2 La fréquence de répétition des impulsions

Il est aussi nécessaire de faire un choix minutieux de la fréquence de répétition (f_r) des impulsions afin d'éviter les interférences entre les impulsions rétrodiffusées. Ce choix dépend de la longueur (L) de la fibre.

$$f_r \leq \frac{c}{2nL} \quad (3.3)$$

Avec $n = 1,5$, voici quelques valeurs acceptables de f_r :

- Si $L = 100$ km, $f_r \leq 1$ kHz
- Si $L = 100$ m, $f_r \leq 1$ MHz

D'autres techniques de réflectométrie basées sur la réflectométrie OTDR existent également.

3.1.3 Les variantes d'OTDR

Elles apportent des améliorations concernant la résolution spatiale, la sensibilité et surtout la dynamique de mesure. Cette dernière exprime la capacité à mesurer la puissance rétrodiffusée sur une large plage.

Il s'agit de :

L'OTDR à codage pseudo-aléatoire [7] : pour lequel les impulsions sont émises avec une séquence pseudo-aléatoire et les techniques de corrélation sont également utilisées. Encore appelé OTDR à corrélation [8–11], son but est de résoudre le problème de compromis [10] que pose la durée de l'impulsion. En effet, pour augmenter la puissance rétrodiffusée, on peut augmenter la valeur τ de l'impulsion. Or, augmenter τ dégrade la résolution spatiale (équation (3.2)). Par ailleurs, même si diminuer la durée d'impulsion d'un facteur "K" par exemple améliore la résolution spatiale également d'un facteur "K", cela oblige à utiliser une photodiode de bande passante "K" fois plus élevée, donc de puissance de bruit "K" fois plus élevée, ce qui réduit la dynamique de l'OTDR.

L'OTDR cohérent [12] : ici la technique d'hétérodynage [13–15] est utilisée pour amplifier de façon cohérente le signal rétrodiffusé dont la puissance P_r est relativement faible. L'hétérodynage consiste à mélanger dans une photodiode le signal rétrodiffusé avec un autre signal de référence plus puissant appelé signal d'oscillateur local ; ce signal peut être une fraction de la source et donc de même fréquence que le signal incident. En augmentant la puissance du signal de l'oscillateur, le rapport signal sur bruit du signal détecté est amélioré.

L'OTDR à polarisation [16, 17] : cette variante de réflectomètre détecte l'état de polarisation de la lumière rétrodiffusée en fonction du temps donc sa répartition spatiale le long de la fibre. Elle permet donc de mesurer tout paramètre pouvant influencer l'état de la polarisation de la lumière.

La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (Optical Frequency Domain Reflectometry : OFDR) [18, 19] : la technique OFDR consiste à utiliser une source laser modulée en fréquence ; ainsi l'information le long de la fibre est déduite des variations de fréquence dans le signal rétrodiffusé.

L'OFDR cohérent [19] : la même technique d'hétérodynage est utilisée comme dans le cas de l'OTDR cohérent. Un nouvel instrument utilisant cette technologie est l'OBR (Optical Backscatter Reflectometer) développé par la firme *Luna Technologies*.

Une présentation plus détaillée des techniques de réflectométrie OTDR a été faite par plusieurs auteurs [8, 20–22]. L'une des faiblesses du réflectomètre OTDR est la perturbation causée par la réflexion de Fresnel qui est 3 à 4 ordres de grandeurs (10^3 à 10^4) plus élevée que la diffusion Rayleigh [8]. La réflexion de Fresnel sature la photodiode et empêche d'avoir des mesures fiables pour les premiers signaux rétrodiffusés : les zones concernées sont appelées "zones mortes".

Contrairement à ces réflectomètres OTDR basés sur la diffusion Rayleigh qui est linéaire, d'autres types de réflectomètres basés sur les diffusions non linéaires telles les diffusions Raman [23, 24] et Brillouin ont été étudiés. Cela nécessite des impulsions de plus forte puissance crête afin de créer dans la fibre, les effets non linéaires désirés. Dans cette catégorie, le signal portant l'information n'est plus à la fréquence du signal incident mais à la fréquence Brillouin (ou Raman). En filtrant le signal rétrodiffusé à la fréquence du signal incident, on s'affranchit de la diffusion Rayleigh et surtout de la réflexion de Fresnel.

Comme pour l'OTDR, des variantes de la réflectométrie Brillouin existent. Nous avons entre autres, les techniques d'analyse Brillouin (Brillouin Optical Frequency Domain Analysis : BOFDA) [25, 26] et (Brillouin Optical Time Domain Analysis : BOTDA) [27] (cf chapitre 4) et leurs variantes qui se différencient de la réflectométrie classique par le fait que les deux bouts de la fibre sont utilisés.

3.2 Réflectométrie Brillouin (BOTDR)

Dans cette section, nous présenterons tout d'abord le principe de fonctionnement d'un réflectomètre Brillouin standard. Ensuite, une attention particulière sera accordée aux dispositifs expérimentaux que nous avons réalisés. Le réflectomètre Brillouin mis au point par notre équipe, est capable de détecter le mode longitudinal acoustique d'une fibre optique. Enfin, les résultats expérimentaux seront exposés.

3.2.1 Principe de fonctionnement

En dépit des dégradations que la diffusion Brillouin stimulée (DBS) cause aux télécommunications, son usage dans le domaine des capteurs est généralisé [28–30]. Plusieurs techniques de réflectométrie se basent sur la DBS.

La technique BOTDR [31–33] est semblable à celle de l'OTDR à la différence qu'ici la diffusion non linéaire Brillouin est exploitée à la place de la diffusion Rayleigh.

3.2.1.1 Schéma de principe

Le schéma de principe d'un réflectomètre BOTDR commercial, est donné (figure 3.2) :

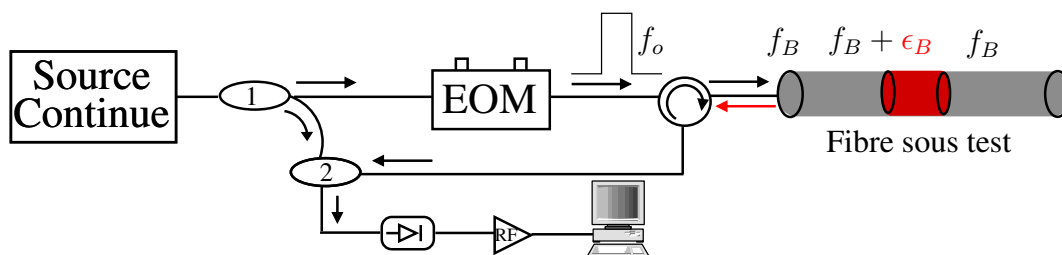


FIGURE 3.2 – Le schéma de principe du BOTDR. f_o et f_B représentent respectivement la fréquence du laser et la fréquence Brillouin de la fibre, ϵ_B symbolise une légère variation de f_B .

La figure 3.2 schématise une source laser continue de fréquence f_o qui passe à travers un premier coupleur optique (1) permettant de prélever une partie du signal (en général 1 à 10%). Cette dernière sert d'oscillateur local. Le modulateur électro-optique hache le signal optique à une fréquence de répétition f_r choisie en fonction de l'équation (3.3). L'impulsion, si nécessaire, peut être amplifiée avant d'entrer dans le circulateur. Ici, si nous employons un circulateur à la place d'un coupleur optique, c'est parce qu'il faut maximiser la proportion de signal qui est couplée dans la fibre et simultanément récolter un maximum de puissance rétrodiffusée qui revient de la fibre. En utilisant un coupleur optique de rapport de couplage ($\Pi : 1 - \Pi$), cette condition n'est vérifiée que pour $\Pi = 50\%$. Ce qui est loin d'être satisfaisant. Grâce au circulateur que nous avons utilisé, 70% du signal incident est couplé dans la fibre et 80% du signal rétrodiffusé est récolté.

Le circulateur est formé d'un guide d'onde de Faraday à trois ports. En laissant à chaque fois, le signal optique circuler dans un seul sens, il permet, lorsqu'il est placé par exemple en entrée d'une fibre optique, d'y injecter du signal tout en récupérant le signal rétrodiffusé (figure 3.3).

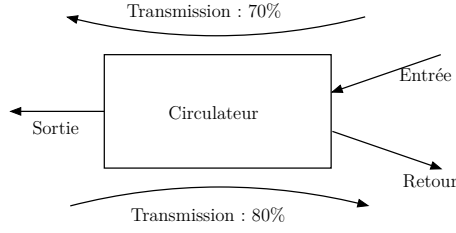


FIGURE 3.3 – Le schéma du circulateur.

Le signal Brillouin rétrodiffusé est ensuite mélangé, dans le second coupleur optique (2), avec le signal de l'oscillateur local. On amplifie le signal de battement détecté à la photodiode avant de le démoduler. Comme le décalage en fréquence Brillouin est sensible à la température et aux contraintes dans la fibre, l'analyse de la variation du signal démodulé de fréquence Brillouin, permet de remonter à ces variations physiques. Le décalage en fréquence a une valeur typique d'environ 10 GHz dans les fibres optiques en silice. A la figure 3.2, ϵ_B désigne un changement local de contrainte ou de température. Les coefficients de variation sont respectivement de 1 MHz/0,002% et de 1 MHz/1 K pour la contrainte et la température [34].

Les paramètres caractéristiques d'un BOTDR sont :

- la résolution spatiale,
- la résolution en fréquence,
- la bande passante du système de détection (dépendant de la durée de l'impulsion et de sa fréquence de répétition),
- l'étendue de la dynamique qui exprime la différence entre les valeurs maximale et minimale des mesures faites (par exemple la puissance optique),
- et la précision de la mesure de puissance optique par le système de détection.

3.2.1.2 Caractéristiques de l'impulsion

Pour observer la DBS à l'aide d'une source pulsée, il faut que la durée de vie des phonons (10 - 20 ns) soit inférieure à la durée de l'impulsion, c'est-à-dire $\tau \geq 10$ ns (1 m en résolution spatiale) [29, 35]. En deçà de cette valeur, le gain Brillouin diminue et le spectre Brillouin s'élargit. Cela a été vérifié par **Horiguchi** et son équipe [36, 37] qui ont observé un doublement de la largeur spectrale du signal Brillouin en réduisant la durée d'impulsion de 100 ns à 10 ns. Cet élargissement spectral et la diminution du gain Brillouin dégradent la résolution en fréquence des mesures au BOTDR puisque celle-ci est meilleure lorsque la largeur à mi-hauteur du signal Brillouin diminue. Une meilleure résolution en fréquence des mesures au BOTDR améliore la précision sur les mesures de température et de contrainte dans la fibre. Toutefois, **Bao** et ses collègues [38] ont observé que la largeur à mi-hauteur du signal Brillouin diminue de nouveau lorsque $\tau \geq 5$ ns. La durée de l'impulsion doit donc être minutieusement choisie en tenant compte des trois cas ci-après :

Cas 1 : quand la durée d'impulsion τ est très supérieure à la durée de vie T_B des phonons ($\tau \gg T_B$), le changement de la durée d'impulsion n'a pas d'effet sur la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Brillouin de forme lorentzienne. Une interaction cohérente a lieu entre les phonons et les photons.

Cas 2 : quand la durée d'impulsion est du même ordre de grandeur que la durée de vie des phonons ($\tau \sim T_B$), le spectre Brillouin commence à s'élargir.

Cas 3 : quand la durée d'impulsion est très inférieure à la durée de vie des phonons ($\tau \ll T_B$), la largeur à mi-hauteur diminue brusquement notamment à partir de 5 ns [38].

Par ailleurs, pour une impulsion lumineuse de forme rectangulaire, de fréquence optique f_o et de durée τ , la puissance spectrale $P_p(f, f_o)$ est donnée par [39] :

$$P_p(f, f_o) = P_o \left[\frac{\sin \pi (f - f_o) \tau}{\pi (f - f_o)} \right]^2 \quad (3.4)$$

avec P_o une constante.

On remarque en traçant la courbe de la puissance spectrale pour quelques valeurs de τ , que la puissance optique est confinée dans une petite bande autour de f_o lorsque τ est élevée et que cette bande s'élargit avec la diminution de τ .

Naruse et son équipe [39] ont démontré théoriquement d'une part, l'élargissement du spectre du signal Brillouin quand τ diminue et d'autre part l'allure non lorentzienne du signal Brillouin quand $\tau < 10$ ns.

La fonction de transfert du gain Brillouin $g_B(f)$ calculée à l'équation (2.13) joue un rôle important en réflectométrie Brillouin. Si l'on néglige l'influence de la durée de l'impulsion sur $g_B(f)$, le gain en intensité g_I du signal rétrodiffusé équivaut à [29] :

$$g_I = e^{g_B(f) I_p \tau v_g} \quad (3.5)$$

avec I_p l'intensité de la pompe, $v_g = c/n$ la vitesse de groupe de l'impulsion lumineuse.

En réalité, la valeur de τ , surtout quand celle-ci diminue, a un impact sur $g_B(f)$ comme :

$$g_B^*(f) = 2e^{-\pi \Delta f_B \tau v_g} \{ \cosh(\pi \Delta f_B \tau v_g) - \cos(2\pi(f - f_B)\tau v_g) \} g_B(f) \quad (3.6)$$

La puissance crête (P_c) de l'impulsion est calculée en divisant l'énergie ($\mathcal{E}$) qu'elle contient par sa durée ($P_c = \mathcal{E}/\tau$). La puissance moyenne correspondante est calculée en multipliant la puissance crête par le rapport cyclique ($f_r \cdot \tau$) avec f_r la fréquence de répétition des impulsions. Par exemple : pour une impulsion de 200 ns d'énergie 2 μ J avec une fréquence de répétition de 10 kHz, on a une puissance crête de 10 W et une puissance moyenne de 20 mW.

Le BOTDR présenté ci-dessus est basé sur le mode fondamental Brillouin (environ 10 GHz). Comme nous l'avons souligné au chapitre 2, les modes acoustiques transverses possèdent des fréquences comprises entre quelques Hz et 2 GHz. Par ailleurs, certaines fibres possèdent plusieurs modes acoustiques longitudinaux. Dans le but de mesurer tous ces modes en réflectométrie, nous avons proposé le montage suivant.

3.2.2 Dispositifs expérimentaux

Cette sous-section est consacrée à la présentation du montage expérimental permettant de mesurer simultanément les modes acoustiques longitudinaux et transverses. Il est représenté (figure 3.4).

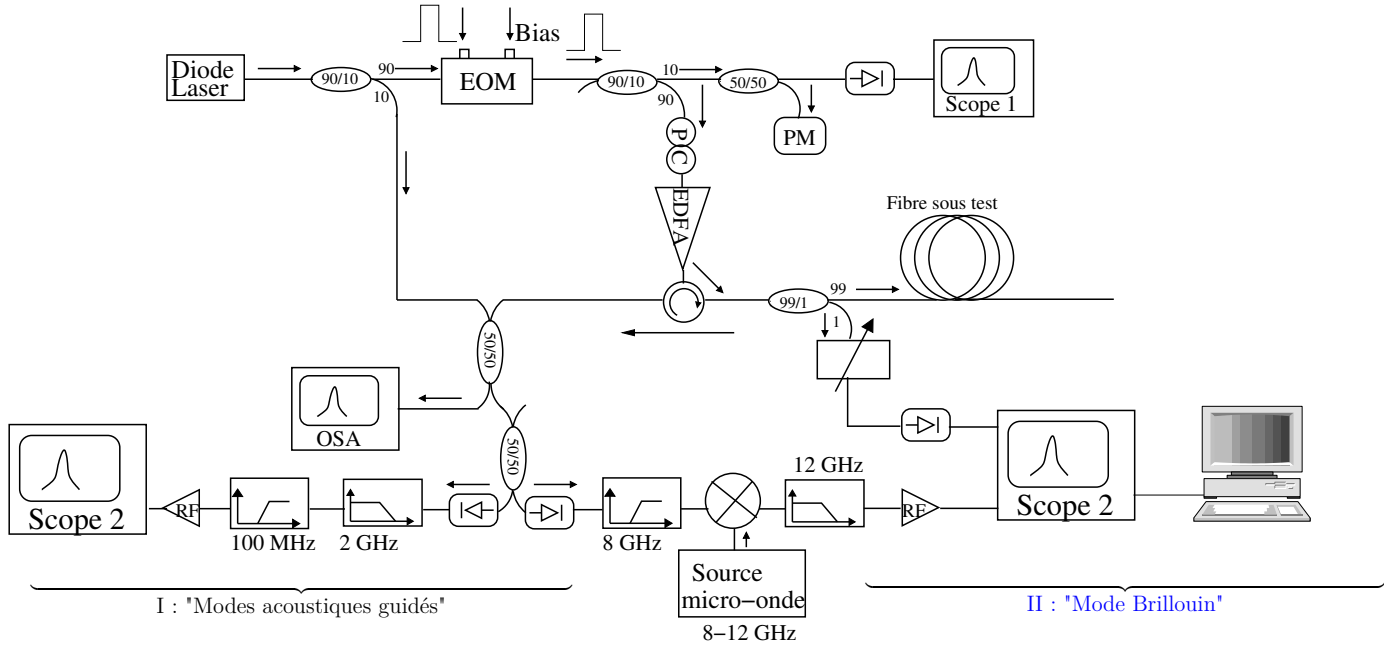


FIGURE 3.4 – Le dispositif expérimental avec deux chemins de détection pour la réflectométrie Brillouin.

Ce dispositif est constitué de deux chemins de détection, l'un pour les basses fréquences et l'autre pour les hautes. Ils sont baptisés respectivement "modes acoustiques guidés" et "mode Brillouin".

La diode laser (DFB) est la même que celle utilisée pour les mesures au chapitre 2. Le signal qu'elle émet, est divisé en deux signaux au moyen d'un coupleur optique. Une partie du signal est injectée dans le modulateur électro-optique tandis que l'autre partie sert d'oscillateur local pour l'hétérodynage avec le signal optique retour. Après l'hétérodynage, le signal est séparé optiquement en deux fractions pour les deux chemins de détection. L'avantage de cette séparation optique est que l'on évite les problèmes d'adaptation d'impédance liés à une séparation en micro-onde. La puissance du signal utile est également plus élevée.

Dans la suite, nous détaillons le dispositif expérimental.

3.2.2.1 Réglage du modulateur électro-optique

Le réglage du modulateur électro-optique se fait en choisissant correctement les signaux envoyés sur ses entrées radiofréquence (RF) et continue (Bias). Nous utilisons deux générateurs de fonctions à basses fréquences pour générer ces signaux de réglage. Les pertes par retour (return loss) du modulateur sont de 55,4 dB à $\lambda = 1550$ nm, mesure effectuée sans aucun signal sur ses ports RF et Bias. Sa perte d'insertion mesurée est environ de 4,7 dB.

Sur le port RF, un signal électrique de forme rectangulaire est envoyé à une fréquence de 1 kHz, ce qui correspond à une longueur maximale de fibre pouvant être sondée, de 100 km. La tension crête à crête V_{cc} du signal électrique est de 8 Volts. Les durées d'impulsions choisies sont comprises entre 10 ns et 200 ns, ce qui correspond à une résolution spatiale comprise entre 1 m et 20 m. A chaque changement du type de signal RF (forme, fréquence, durée d'impulsion), un nouveau réglage du modulateur est nécessaire. Pour un

fonctionnement en mode continu, il ne faut pas alimenter son entrée RF.

Par un bon réglage du modulateur, des impulsions de bonne coupure sont obtenues c'est-à-dire que le signal en sortie du modulateur a une puissance quasi nulle au zéro de l'impulsion. Au même moment, une bonne dynamique est nécessaire pour améliorer le rapport signal sur bruit.

A titre d'exemple, des mesures réparties sur la température et les contraintes ont été réalisées avec une dynamique de 27 dB [40].

3.2.2.2 Préparation du signal avant la fibre testée

Afin d'optimiser les caractéristiques du signal impulsionnel en sortie du modulateur, nous le divisons au moyen des coupleurs 90/10 et 50/50 (figure 3.4). Une partie du signal est observée à l'oscilloscope et l'autre est envoyée au mesureur de puissance (PM) ; ce qui nous permet d'estimer la puissance moyenne du signal impulsionnel en sortie du modulateur. L'utilisation du contrôleur de polarisation (PC) juste avant l'entrée de l'amplificateur optique (EDFA), permet de choisir l'état de polarisation du signal qui maximise son amplification. L'EDFA amplifie suffisamment l'impulsion pour que celle-ci puisse induire l'effet Brillouin dans la fibre testée.

Le circulateur placé en sortie de l'EDFA collecte le signal Brillouin rétrodiffusé. Nous contrôlons les caractéristiques du signal prêt à être injecté dans la fibre, en prélevant 1% de celui-ci. Il sert également à déclencher l'oscilloscope (Scope 2), oscilloscope qui est piloté par un ordinateur (figure 3.4) sur lequel se fait le traitement des données.

3.2.2.3 Le signal rétrodiffusé

Le signal rétrodiffusé, quant à lui, est mélangé dans un coupleur optique (50/50) avec 10% du signal de la diode laser puis divisé en deux signaux. Lorsque l'on travaille en mode continu, l'analyseur de spectre optique (OSA) permet d'observer la présence et les fréquences des différentes ondes optiques. Ainsi, observons-nous trois ondes optiques à l'OSA : l'onde incidente à la fréquence f_o , l'onde anti-Stokes Brillouin à la fréquence $f_o + f_B$ et l'onde Stokes Brillouin à la fréquence $f_o - f_B$. C'est cette dernière qui nous intéresse le plus. Rappelons que f_B est de l'ordre de 10 GHz pour les fibres utilisées.

La seconde partie du signal mélangé, est envoyée dans un coupleur optique (50/50). Le but poursuivi en scindant le signal optique en deux parties est de rechercher simultanément les modes acoustiques transverses dont les fréquences sont comprises entre 200 MHz et 2 GHz et le mode fondamental Brillouin à environ 10 GHz.

Comme la fréquence du mode fondamental Brillouin est de l'ordre de 10 GHz, un filtre passe-haut de fréquence de coupure égale à 8,4 GHz est utilisé afin de s'affranchir des fréquences plus basses et sert à supprimer les harmoniques contenus dans le signal rétrodiffusé. Ensuite, la source micro-onde, un synthétiseur, est réglée à une fréquence f_{LO} légèrement différente de la fréquence Brillouin f_B . Il permet de générer des ondes de fréquence type micro-onde (GHz) qui sont utilisées lors de l'hétérodynage. L'hétérodynage est réalisé par le mélangeur micro-onde dans lequel interagissent le signal filtré à 8,4 GHz et celui généré par le synthétiseur (figure 3.5).

La fréquence Brillouin est déduite de la fréquence de battement mesurée ($f_B = f_{LO} \pm f_{bat}$), avec f_{LO} et f_{bat} respectivement la fréquence du synthétiseur et celle de battement.

Une seconde mesure avec une autre valeur f_{LO} est nécessaire pour calculer la vraie valeur de f_B .

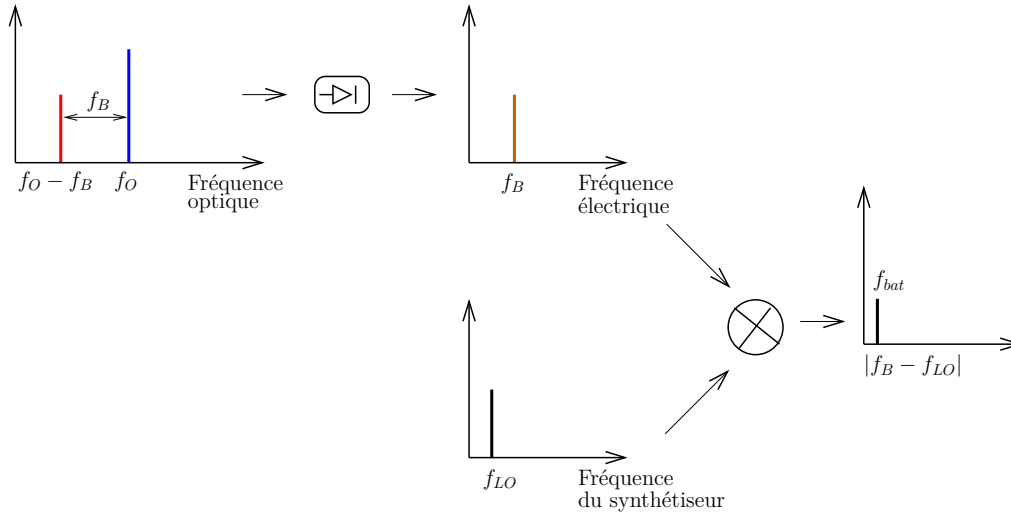


FIGURE 3.5 – Le schéma de l'hétérodynage au niveau de la branche "Mode Brillouin" de la figure 3.4. f_o : la fréquence de l'onde incidente ; f_B : la fréquence de décalage Brillouin ; f_{LO} : la fréquence du synthétiseur (source micro-onde) et f_{bat} la fréquence de battement.

Comme nous n'avions pas un synthétiseur, et dans le but de disposer d'une source micro-onde de fréquence de l'ordre de 10 GHz, nous avons monté une source micro-onde de 5,2 GHz (figure 3.6) qui a été ensuite doublée puis amplifiée grâce à l'amplificateur micro-onde (Low Power Amplifier : LPA) qui amplifie le signal dans la bande de 100 MHz à 10 GHz.

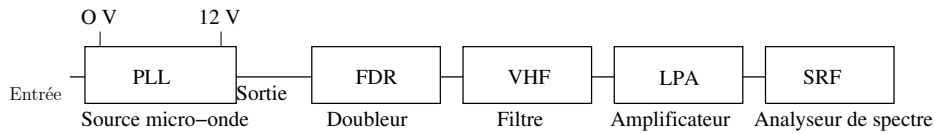


FIGURE 3.6 – Montage d'une source micro-onde de 10,4 GHz (PLL : Phase Locked Oscillator - FDR : Frequency Doubler - VHF : Very High Frequency - LPA : Low Power Amplifier - SRF : Spectrum Radio Frequency analyser).

Le filtre passe-haut de fréquence de coupure 8,4 GHz permet de s'affranchir du mode à 5,2 GHz. La source ainsi fabriquée est une source micro-onde à 10,4 GHz.

Voici la mesure de ce signal micro-onde avant doublage (figure 3.7) qui a une puissance de 12 dBm et une dynamique de 65 dB. Après le doublage de la fréquence (figure 3.8), la dynamique est restée inchangée même si la puissance a baissé de 15 dBm environ.

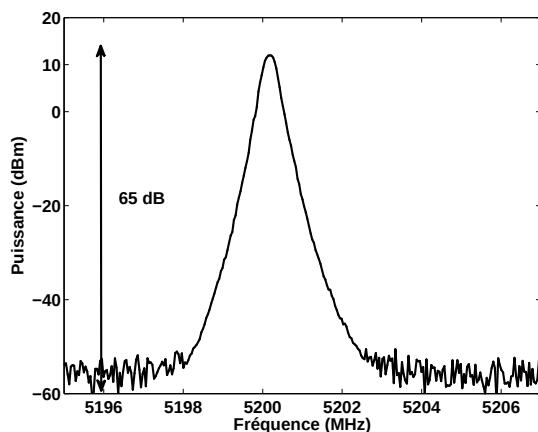


FIGURE 3.7 – *Signal micro-onde avant doublage avec une puissance de 12 dBm et une dynamique de 65 dB. La bande passante de l'analyseur de spectre est de 1 MHz.*

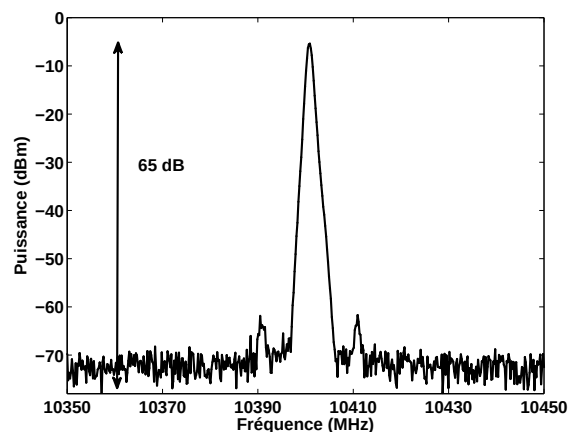


FIGURE 3.8 – *Signal micro-onde après doublage. La dynamique est toujours de 65 dB et les pertes dues au doublage de fréquence s'élèvent à 15 dB. La bande passante de l'analyseur de spectre est de 1 MHz.*

La figure 3.9 représente le signal obtenu après amplification. Avec une puissance de 5 dBm, il est suffisant pour l'hétérodynage.

La bande passante de l'analyseur de spectre micro-onde est de 1 MHz.

Finalement, le signal obtenu après hétérodynage, traverse un filtre passe-bas de fréquence de coupure 2,4 GHz avant d'être amplifié afin de ne pas saturer les amplificateurs.

La qualité d'une expérience étant liée au rapport signal sur bruit dans le montage expérimental, il faut donc en minimiser les pertes dues au bruit. L'analyse des sources de bruit présentes dans notre montage, montre que l'ajout de la photodiode au niveau de la détection apporte un bruit supplémentaire d'environ 6 dB à celui du SRF. Ce bruit est plus faible à 10 GHz qu'à 1 GHz.

Quant à la source micro-onde fabriquée, elle ajoute une puissance de bruit de 0,6 dB à 10 GHz et 1,2 dB à 1 GHz.

Nous avons ainsi démontré qu'une alternative fiable peut être trouvée au synthétiseur classique optimisé pour générer des sources micro-ondes, si l'on n'en possède pas. Comme nous en avons acquis un, nous avons abandonné la source fabriquée au profit du synthétiseur. Ainsi, tous les résultats présentés dans la suite de ce travail, ont-ils été obtenus en utilisant le synthétiseur à la place de la source micro-onde que nous avons montée.

En outre, le signal optique obtenu en prélevant 10% du signal du laser (figure 3.4), permet de tester le montage. En effet, si en coupant les 10% du signal du laser, un signal est toujours observé à l'oscilloscope, il s'agira donc du bruit.

Pour des mesures de réflectométrie, le signal mesuré à l'oscilloscope doit ensuite être démodulé afin de tracer le spectre en fonction de la position le long de la fibre. Nous désignons par "analyse de données" les différentes étapes de la démodulation.

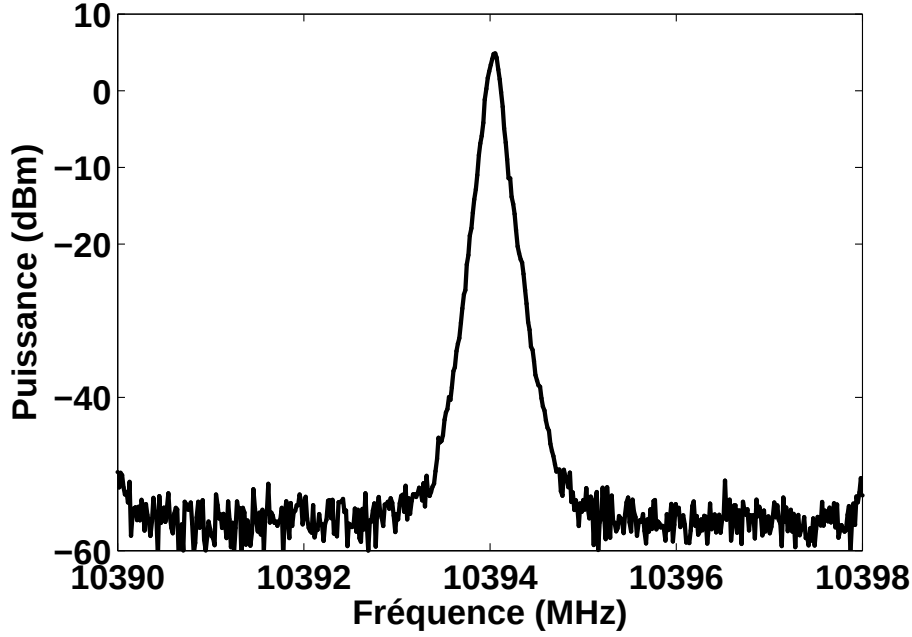


FIGURE 3.9 – *Signal micro-onde après amplification avec une puissance suffisante de 5 dBm. La bande passante de l'analyseur de spectre est de 1 MHz.*

3.2.3 Analyse de données

La réflectométrie utilise la méthode de temps de vol c'est-à-dire qu'à partir du temps d'arrivée d'un signal et connaissant sa vitesse, on déduit la position qui lui correspond le long de la fibre.

En traitement de signal, il est bien connu que toutes les caractéristiques d'un signal ne sont pas observables dans le domaine temporel et qu'il faut souvent passer dans le domaine fréquentiel en faisant une transformée de Fourier (TF) discrète. Il est également démontré que tout signal peut se décomposer de façon unique, et sans perte d'information, comme une somme de sinusoïdes possédant chacune sa fréquence, son amplitude et sa phase. L'utilisation usuelle de la TF permet de retrouver toutes les composantes fréquentielles d'un signal temporel généralement bruité. Prenons par exemple, un signal composé de deux sinusoïdes de fréquences (50 Hz et 120 Hz) et d'amplitudes différentes auxquelles s'ajoute un bruit blanc.

$$\begin{cases} 0,7 * \sin(2 * \pi * 50 * t) \\ \sin(2 * \pi * 120 * t) \\ 2 * \text{randn}(\text{size}(t)) \end{cases}$$

avec t , le temps exprimé en secondes (s). Les figures 3.10 et 3.11 représentent ce signal dans les domaines temporel et fréquentiel.

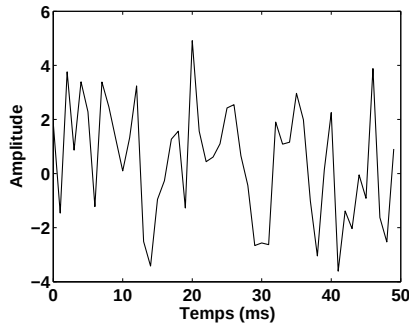


FIGURE 3.10 – La représentation temporelle d'un signal composé de deux sinusoides de fréquences 50 Hz et 120 Hz et d'amplitudes différentes auxquelles s'ajoute un bruit blanc.

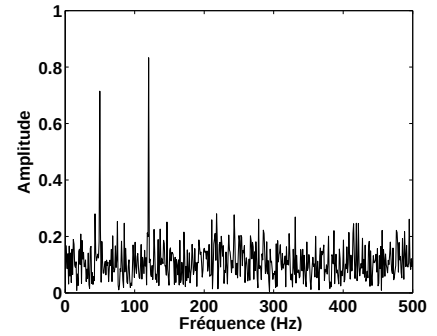


FIGURE 3.11 – La représentation fréquentielle d'un signal composé de deux sinusoides de fréquences 50 Hz et 120 Hz et d'amplitudes différentes auxquelles s'ajoute un bruit blanc.

Prenons ensuite deux autres signaux temporels. Supposons que le premier ait une fréquence de 2,5 Hz la moitié du temps puis une fréquence de 5 Hz l'autre moitié du temps (figure 3.12). Le second signal à l'inverse, possède une fréquence de 5 Hz puis 2,5 Hz (figure 3.14). L'information sur l'évolution de la fréquence de chacun de ces signaux est perdue quand on passe dans le domaine fréquentiel puisque leur TF est identique (figures 3.13 et 3.15). Celle-ci ne suffit donc plus.

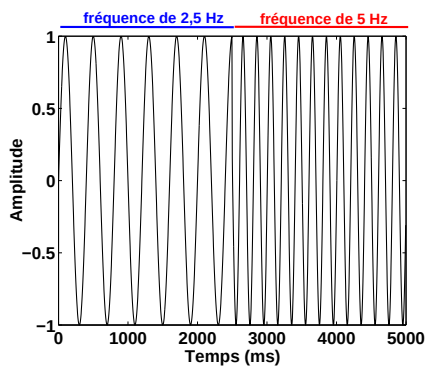


FIGURE 3.12 – La représentation temporelle d'un signal de fréquence variable ; 2,5 Hz la moitié du temps puis une fréquence de 5 Hz l'autre moitié du temps.

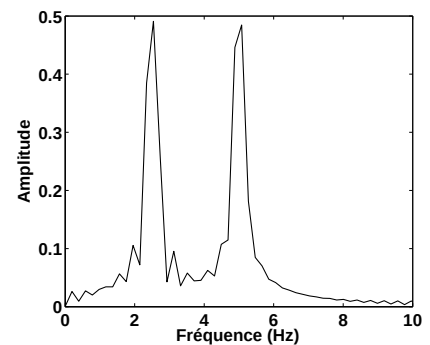


FIGURE 3.13 – La représentation fréquentielle d'un signal de fréquence variable ; 2,5 Hz la moitié du temps puis une fréquence de 5 Hz l'autre moitié du temps.

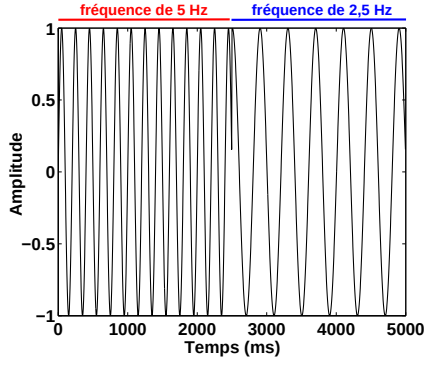


FIGURE 3.14 – La représentation temporelle d'un signal de fréquence variable; 5 Hz la moitié du temps puis une fréquence de 2,5 Hz l'autre moitié du temps.

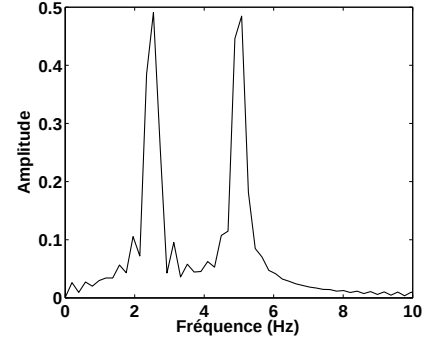


FIGURE 3.15 – La représentation fréquentielle d'un signal de fréquence variable; 5 Hz la moitié du temps puis une fréquence de 2,5 Hz l'autre moitié du temps.

Pour la réflectométrie Brillouin dans laquelle le signal varie en fonction du temps et en fréquence, il nous faut non seulement observer le spectre des signaux mais aussi avoir une information quant au contenu de ces derniers et ce à chaque instant. Autrement dit, une analyse temps-fréquence s'impose.

Il s'agit de découper le signal échantillonné en plusieurs intervalles de temps sur lesquels sera appliquée une fenêtre de temps avant d'appliquer la TF. Ainsi, un spectre sera obtenu par intervalle de temps, qui mis l'un à la suite de l'autre, donnera un spectrogramme.

Le spectrogramme (figure 3.18) fournit trois informations : sur l'axe des abscisses, est représenté le temps qui peut être transformé en unité de longueur (position le long de la fibre) ; sur l'axe des ordonnées, ce sont les fréquences présentes dans le signal qui sont représentées, le tout avec une échelle de couleurs correspondant à l'amplitude des spectres pour chaque couple temps-fréquence.

Des paramètres importants pour l'analyse des données feront l'objet des paragraphes suivants.

3.2.3.1 La fréquence d'échantillonnage

D'après le théorème de Shannon-Nyquist, la fréquence d'échantillonnage F_s doit au minimum, être deux fois supérieure à la fréquence maximale présente dans le signal à échantillonner. Le choix de ce paramètre conditionne le reste des calculs. Pour nos mesures, nous veillons bien évidemment au choix minutieux de F_s en fonction des fréquences à scanner. Ici, c'est au niveau de l'oscilloscope que se fait l'échantillonnage avant le transfert des données au logiciel que nous avons développé pour le calcul du spectrogramme. La fréquence maximale d'échantillonnage de l'oscilloscope utilisé est de 40 GHz. En pratique, nous travaillons à 10 GHz ou 20 GHz.

3.2.3.2 La fenêtre de temps

Le choix des fenêtres dépend de l'application recherchée. Les erreurs dues à l'utilisation des différentes fenêtres sont résumées au tableau 3.1. Nous utilisons la fenêtre de

Hamming pour nos mesures.

Type de fenêtre ¹	Erreur Max. (en dB)
Uniforme	3,92
Hamming	1,75
Hanning	1,42
Blackman-Harris	1,13
Flat Top	< 0,01

Tableau 3.1 – Les erreurs liées au choix des fenêtres de temps.

Outre le type de fenêtre, nous devons choisir sa largeur ($Nfft$) qui désigne le nombre de points échantillonnés sur lesquels seront calculés la TF. Les effets de bords causés par les flancs raides des fenêtres rectangulaires sont lissés en agissant sur le pas de glissement de la fenêtre. Il est modélisé sous l'appellation Overlap et quatre choix sont possibles (None, 50%, 75%, 90%), "None" correspondant à la situation où le pas de glissement est égal à la largeur de la fenêtre. Il est à souligner que, si Overlap lisse les effets de bords, il augmente le nombre de points de calcul.

La résolution en fréquence (δf) des signaux obtenus au BOTDR c'est-à-dire le changement minimal détectable sur la fréquence du mode mesuré, est proportionnelle à la somme des largeurs à mi-hauteur du laser utilisé et du mode concerné ($\Delta f_o + \Delta f$) [37] avec f_o la fréquence de la source laser.

Sa valeur numérique δf_{num} s'obtient par la formule :

$$\delta f_{num} = \frac{F_s/2}{Nfft/2} \quad (3.7)$$

$$= \frac{F_s}{Nfft} \quad (3.8)$$

Le choix de $Nfft$ détermine également la résolution spatiale (numérique). En effet, pour un signal de durée totale t en (s), le nombre de points échantillonnés est égal à $F_s \cdot t$ avec F_s en Hz. Ce nombre de points est ensuite répartis en groupes désignés par $Nframe$ dans le logiciel dont une image de l'interface graphique est donnée (figure 3.16) :

$$Nframe = \frac{F_s \cdot t}{Nfft} \quad (3.9)$$

On comprend donc que si $Nfft$ augmente, la résolution en fréquence s'améliore mais on perd en résolution spatiale numérique (Δz_{num}) dont l'expression est :

$$\Delta z_{num} = \frac{Nfft}{F_s \cdot t} \cdot (2L) \quad (3.10)$$

$$\Delta z_{num} = \frac{Nfft}{F_s \cdot t} \cdot \left(\frac{c \cdot t}{n}\right) \quad (3.11)$$

$$\Delta z_{num} = \frac{Nfft}{F_s} \cdot \frac{c}{n} \quad (3.12)$$

1.

<http://pagesperso-orange.fr/philippe.baucour/pratiquer/fft/fft4.html>

Pour $Nfft = 512$, $F_s = 5 \text{ GHz}$, $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ et $n = 1,5$; Δz_{num} est de l'ordre de 20 m. Un compromis est à trouver en tenant compte de la priorité désirée pour les résolutions.

Pour les résolutions spatiales théorique et numérique, c'est celle ayant la valeur maximale qui détermine la résolution effective du système. Pour ce faire, lors de chaque acquisition, il faut veiller à ce que la résolution numérique soit inférieure à celle théorique.

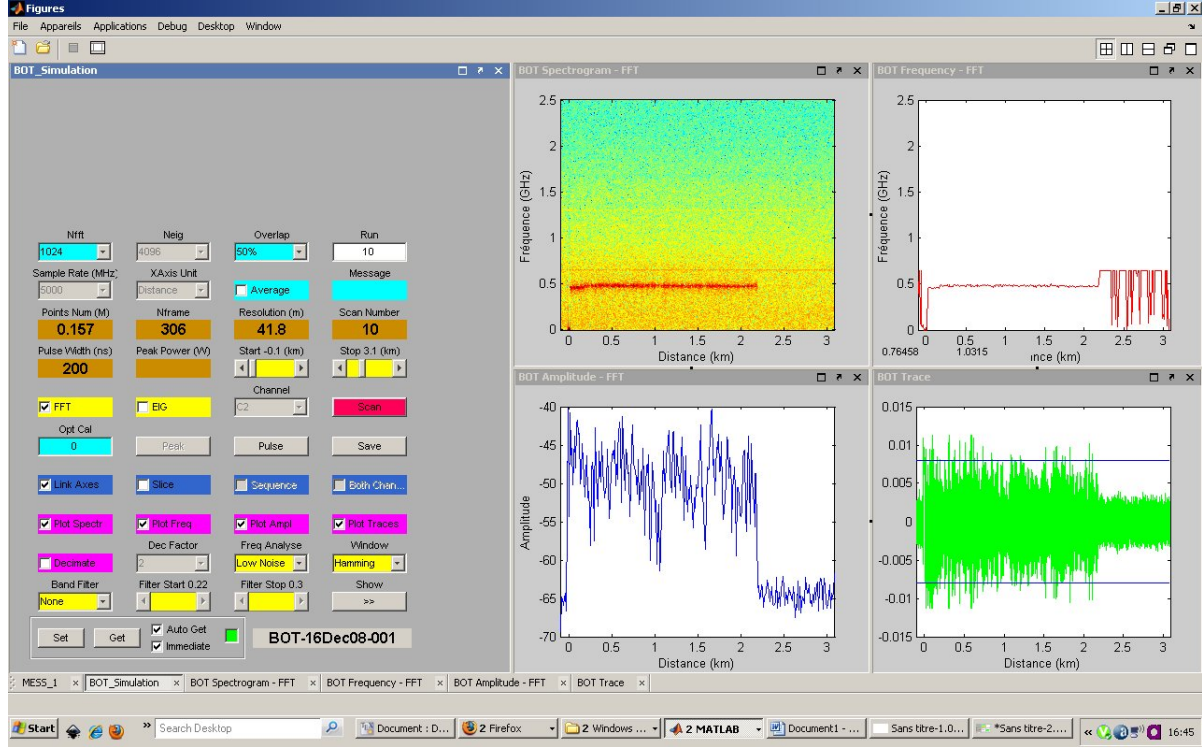


FIGURE 3.16 – L'interface graphique du logiciel.

Les étapes d'analyse des données sont schématisées (figure 3.17).

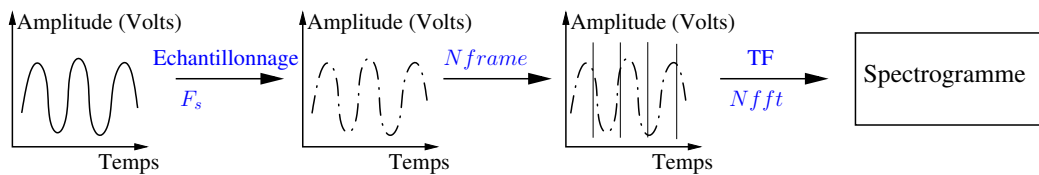


FIGURE 3.17 – Les étapes de l'analyse de données.

3.2.4 Résultats expérimentaux des mesures en réflectométrie

Nous présentons dans cette section, les résultats obtenus lors de l'étude du mode Brillouin dans les différentes fibres. La branche concernée est celle baptisée "Mode Brillouin" (figure 3.4).

Toutes les fibres mesurées sont monomodes à 1550 nm. Pour chacune de nos mesures, les informations ci-après sont précisées :

- les paramètres de mesure,

- les paramètres de traitement des données,
- la longueur de fibre testée,
- la fréquence Brillouin mesurée,
- les conditions de travail (température ambiante, sous étuve).

3.2.4.1 Sur deux fibres SMF en cascade

Les premiers résultats ont été observés sur deux fibres SMF soudées en cascade. La première d'une longueur de 1 km a une fréquence Brillouin de 10,78 GHz tandis que la seconde d'une longueur de 3,5 km a 10,89 GHz comme fréquence Brillouin. Les paramètres de mesure et de traitement des données sont résumés aux tableaux 3.2 et 3.3.

DFB	EDFA	Fréquence du synthétiseur	Puissance du synthétiseur	L	τ
25 mW	2 mW	10,526 GHz	13,8 dBm	(1 + 3,5) km	200 ns

Tableau 3.2 – Paramètres de mesure.

F_s	$Nfft$	Overlap	Nombre de coups	Résolution en fréquence	Résolution spatiale
5 GHz	512	50%	20	10 MHz	20 m

Tableau 3.3 – Paramètres de traitement des données.

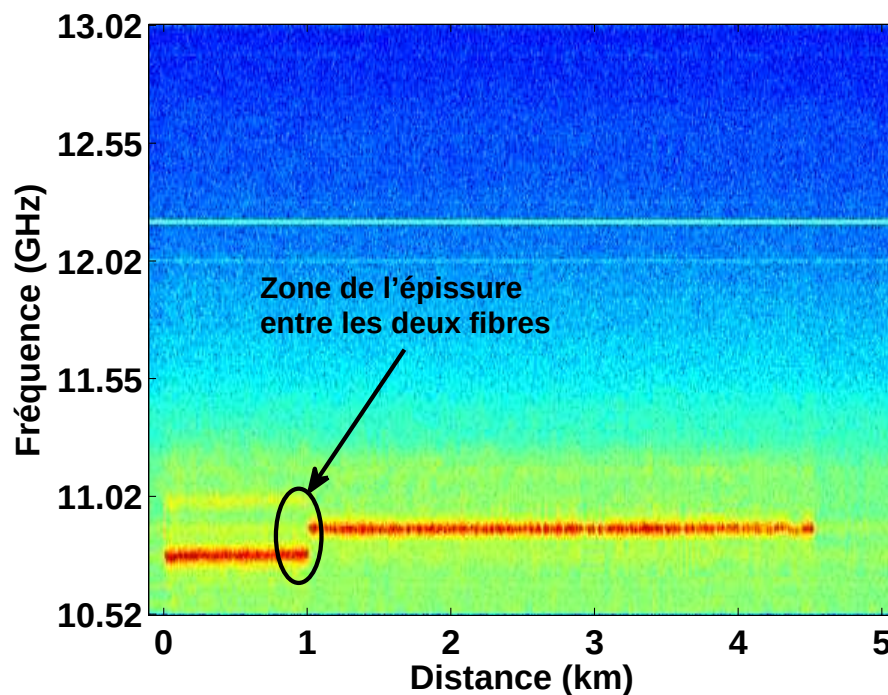


FIGURE 3.18 – Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées l'une à la suite de l'autre, avec une résolution spatiale de 20 m. La résolution en fréquence est de 10 MHz. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

Nous remarquons (figure 3.18) que les deux fibres sont bien identifiables. Le saut de fréquence Brillouin lors du passage de la première à la seconde fibre permet de repérer la zone d'épissure. Ainsi, grâce à ce réflectomètre, en plus d'identifier deux fibres différentes, l'on peut également repérer les défauts dans la fibre grâce à l'étude de la variation de sa fréquence Brillouin.

Il faut cependant veiller à un bon choix des paramètres de réglage. En effet, toute la fibre peut ne pas être sondée pour raison de saturation du signal Brillouin. C'est le cas (figure 3.19) où l'extrémité de la seconde fibre n'est pas visible. Cela s'explique par le fait que le signal Brillouin est déjà saturé après 3 km de fibre. Cette saturation du signal est causée par la forte puissance de l'EDFA (15 mW de puissance moyenne). Les paramètres de mesure et de traitement des données sont résumés aux tableaux 3.4 et 3.5.

DFB	EDFA	Fréquence du synthétiseur	Puissance du synthétiseur	L	τ
25 mW	19 mW	10,35 GHz	15 dBm	(1 + 3,5) km	200 ns

Tableau 3.4 – Paramètres de mesure.

F_s	$Nfft$	Overlap	Nombre de coups	Résolution en fréquence	Résolution spatiale
5 GHz	512	50%	20	10 MHz	20 m

Tableau 3.5 – Paramètres de traitement des données.

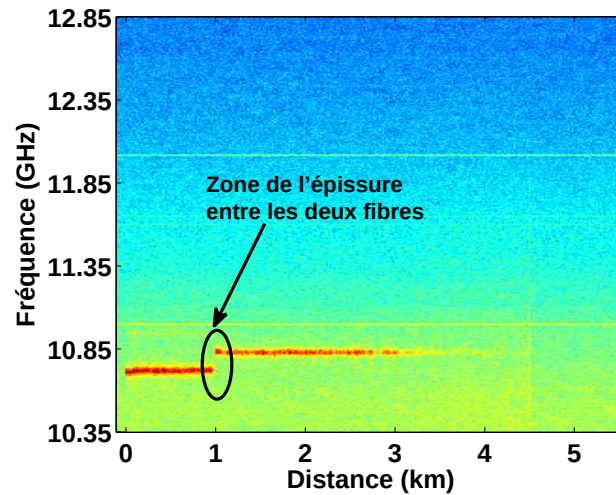


FIGURE 3.19 – Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées l'une à la suite de l'autre, avec une résolution spatiale de 20 m. La résolution en fréquence est de 10 MHz. Le canal de détection est celui des hautes fréquences. Ici, l'extrémité de la seconde fibre n'est pas observable à cause de la saturation du signal Brillouin.

3.2.4.2 Sur SMF de 2,2 km

Nous réalisons ensuite des mesures sur une SMF de 2,2 km de longueur. Les mesures effectuées ont révélé une fréquence Brillouin de 10,67 GHz. Les paramètres de mesure et de traitement des données sont résumés aux tableaux 3.6 et 3.7. Le choix d'une durée d'impulsion de 200 ns correspond à une résolution spatiale théorique de 20 m. Ainsi pour une fréquence d'échantillonnage F_s de 5 GHz, nous ne pouvons choisir la valeur de $Nfft$ supérieure à 512 au risque d'avoir une résolution spatiale numérique supérieure à celle théorique. Dans nos conditions de mesure, la résolution en fréquence est d'environ 10 MHz.

La fréquence mesurée (figure 3.21) est issue du battement entre la fréquence Brillouin et celle du synthétiseur. La ligne de fréquence observable aux alentours de 0,65 GHz est un artéfact.

DFB	EDFA	Fréquence du synthétiseur	Puissance du synthétiseur	L	τ
25 mW	9 mW	10,1 GHz	15 dBm	2,2 km	200 ns

Tableau 3.6 – Paramètres de mesure.

F_s	$Nfft$	Overlap	Nombre de coups	Résolution en fréquence	Résolution spatiale
5 GHz	512	50%	10	10 MHz	20 m

Tableau 3.7 – Paramètres de traitement des données.

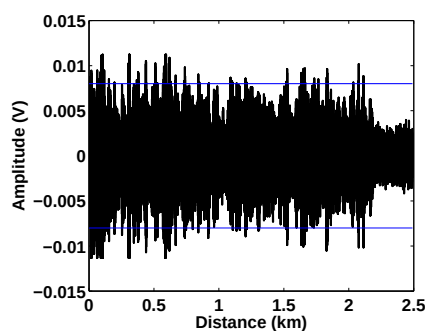


FIGURE 3.20 – La trace à l'oscilloscope du signal Brillouin rétrodiffusé dans une fibre SMF de 2,2 km. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

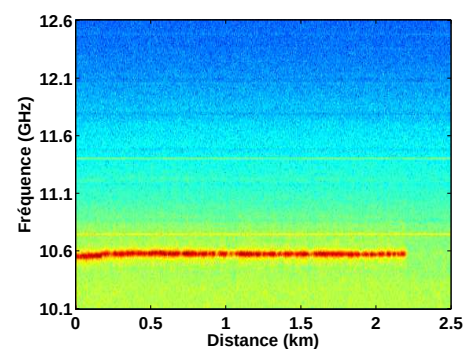


FIGURE 3.21 – Spectrogramme sur une SMF de 2,2 km. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

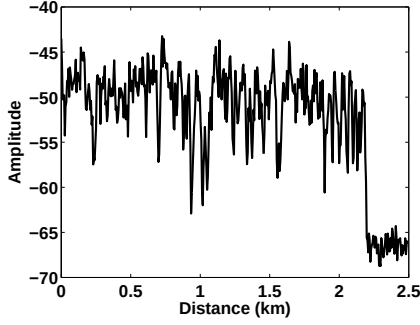


FIGURE 3.22 – Amplitude du signal rétrodiffusé après l'application de la TF (pour une fibre SMF de 2,2 km). Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

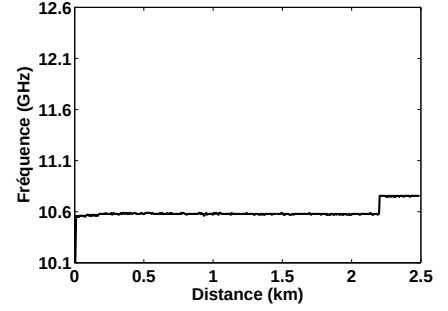


FIGURE 3.23 – Moyennage sur le spectrogramme de la figure 3.21. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

Sur les figures 3.21 et 3.23, on observe une légère dérive de la fréquence sur les 200 premiers mètres. Afin de s'assurer que la dérive ne dépend pas de notre montage expérimental, une mesure supplémentaire a été réalisée en inversant l'extrémité d'entrée de la fibre. Les résultats obtenus (figures 3.24 et 3.25) montrent clairement que la fibre est responsable de la dérive de la fréquence.

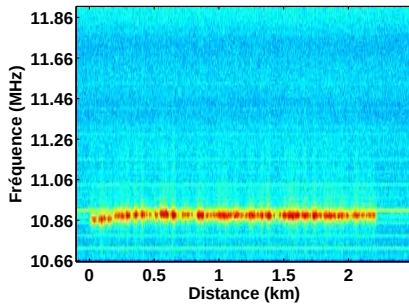


FIGURE 3.24 – Spectrogramme sur une SMF de 2,2 km. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

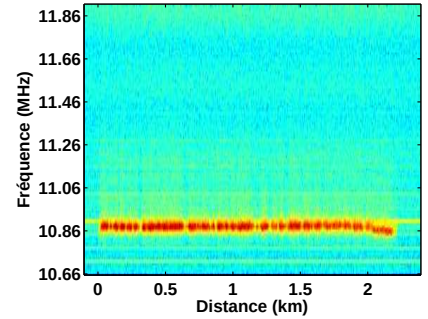


FIGURE 3.25 – Même mesure qu'à la figure 3.24 avec inversion de l'extrémité de fibre. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

3.2.4.3 Contrôle du montage : mesures en continu

Avant de faire des mesures de réflectométrie, nous mesurons en continu le spectre des fréquences présentes dans le signal à traiter au moyen du montage (figure 3.26). La puissance en sortie de la DFB est de 25 mW. L'entrée "Bias" du modulateur électro-optique est réglée de façon à maximiser la puissance moyenne en entrée de l'EDFA. Ainsi, la

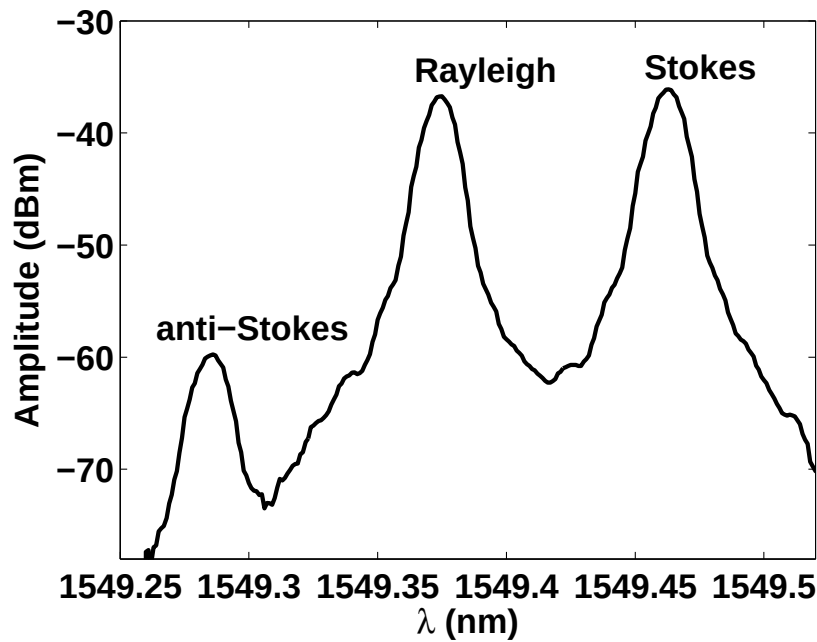


FIGURE 3.27 – Observation à l'analyseur de spectre optique de l'onde rétrodiffusée Rayleigh et des ondes Brillouin anti-Stokes et Stokes dans une fibre SMF. Cette figure illustre la frontière entre les effets Brillouin spontané et stimulé.

3 MHz et celle de la vidéo de 1 kHz. La partie du montage concernée est baptisée "Modes acoustiques guidés" (figure 3.4). Les mesures sur une fibre SMF n'ont donné aucun résultat. L'hypothèse selon laquelle les modes acoustiques transverses pourraient être observés en rétrodiffusion, ne tient donc pas. Les expériences ont été refaites cette fois-ci sur une fibre DSF. Pourquoi ce choix ?

Spécificité de la fibre à dispersion décalée (DSF). La courbe d'atténuation spectrale d'une fibre optique standard montre un minimum de pertes à la longueur d'onde de 1550 nm. Ajouté à cela, l'avènement des amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium, la technologie des fibres optiques s'est donc développée préférentiellement à 1550 nm. Toutefois, comme souligné au paragraphe 1.2.4.6, la dispersion chromatique est minimale dans une fibre optique conventionnelle autour de la longueur d'onde de 1310 nm. La fibre à dispersion décalée (DSF) a été donc mise en œuvre pour minimiser la dispersion chromatique à 1550 nm. Dans cette fibre, plusieurs modes acoustiques longitudinaux peuvent coexister avec le mode fondamental optique à cause du type de dopage [41], conduisant ainsi à l'existence de plusieurs modes dans le spectre Brillouin. Rappelons que le dopage au Fluor (F) et/ou au Germanium (GeO_2) dans une fibre standard peut avoir le même effet [42]. Pour notre étude, nous avons choisi de nous concentrer sur la DSF.

La dispersion chromatique de la DSF est quasi nulle à 1550 nm, soit 4 ps/(nm.km) [41] contre 17 ps/(nm.km) pour une fibre optique standard [43].

La longueur de fibre est 20,32 km et les fréquences de battement entre les différents modes Brillouin sont respectivement de 261 MHz, 471 MHz, et 631 MHz représentées par

les lettres **a**, **b** et **c** (figure 3.29). Les mêmes mesures réalisées en mettant la DSF dans une boucle non linéaire (figure 3.30) montrent un spectre différent de celui de la figure 3.29 prouvant ainsi que ce dernier ne représente pas les modes acoustiques transverses.

En essayant de déduire des modes de battement, les positions relatives des diverses fréquences Brillouin, l'on pense immédiatement au schéma (figure 3.31) où les modes hautes fréquences du spectre de battement se retrouvent plutôt dans la gamme basses fréquences. On y reviendra dans la suite.

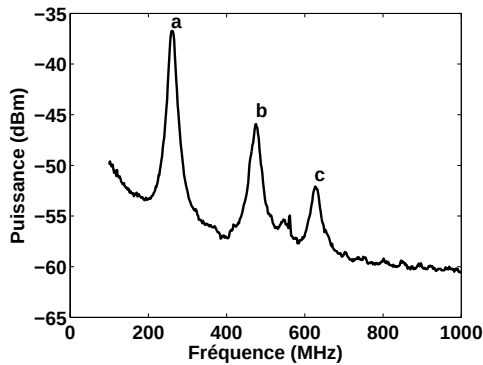


FIGURE 3.29 – Observation en continu des fréquences de battement des modes Brillouin d'ordres élevés avec le mode Brillouin fondamental dans une DSF.

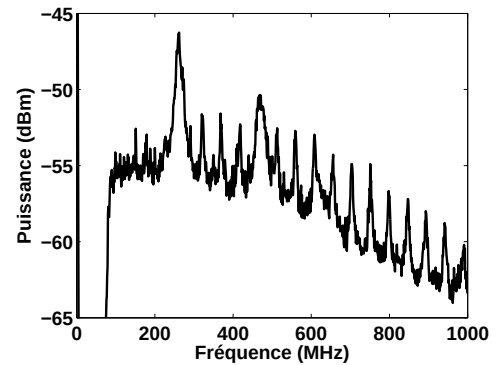


FIGURE 3.30 – Observation du spectre de la DSF dans une boucle non linéaire.

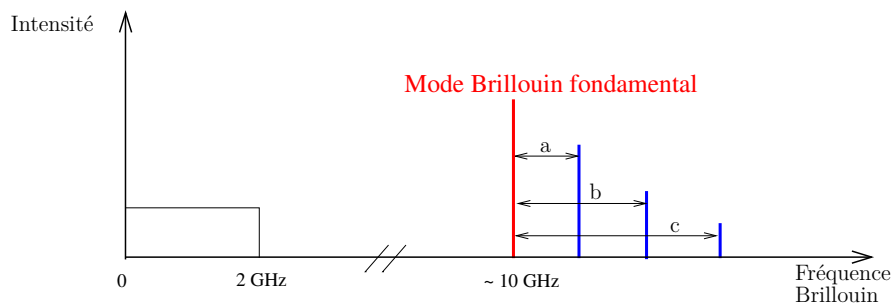


FIGURE 3.31 – Une des possibilités des positions relatives sur l'axe des fréquences des modes Brillouin. $a = 261 \text{ MHz}$, $b = 471 \text{ MHz}$, $c = 631 \text{ MHz}$.

3.2.4.4 Sur DSF

Après avoir identifié les fréquences de battement des modes Brillouin dans une DSF, nous passons en réflectométrie pour observer leur variation sur 500 m de fibre (figures 3.33 et 3.34). La figure 3.32 schématise le dispositif expérimental employé.

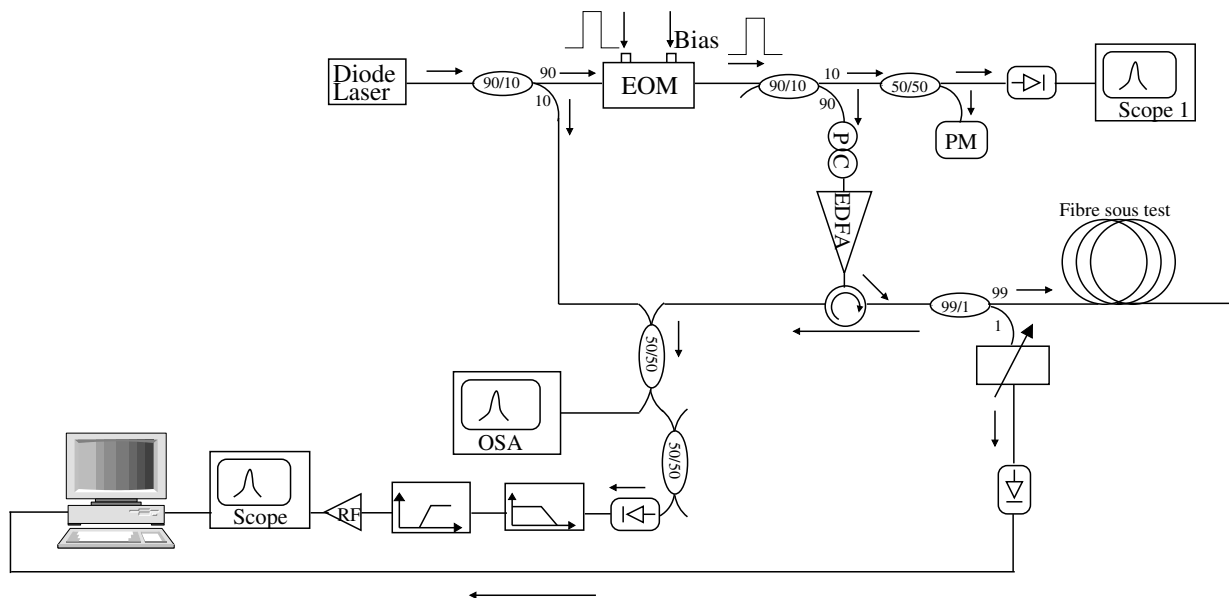


FIGURE 3.32 – Dispositif expérimental pour la mesure en réflectométrie. Idem figure 3.4 où l'on montre uniquement la partie de détection basses fréquences.

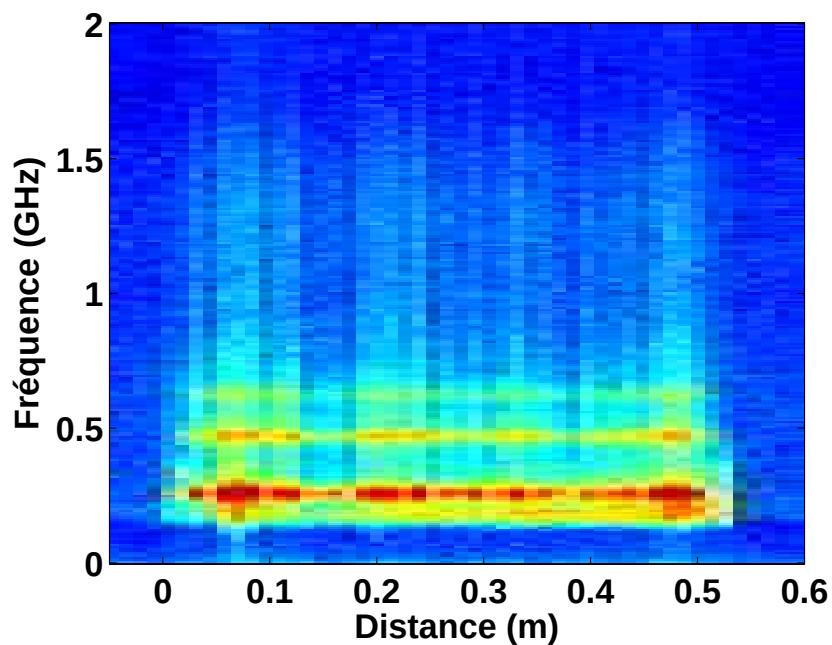


FIGURE 3.33 – Mesure de réflectométrie sur 500 m de DSF. Les fréquences observées correspondent aux fréquences de battement des modes Brillouin d'ordres élevés avec le mode fondamental Brillouin. Le canal de détection est celui des basses fréquences.

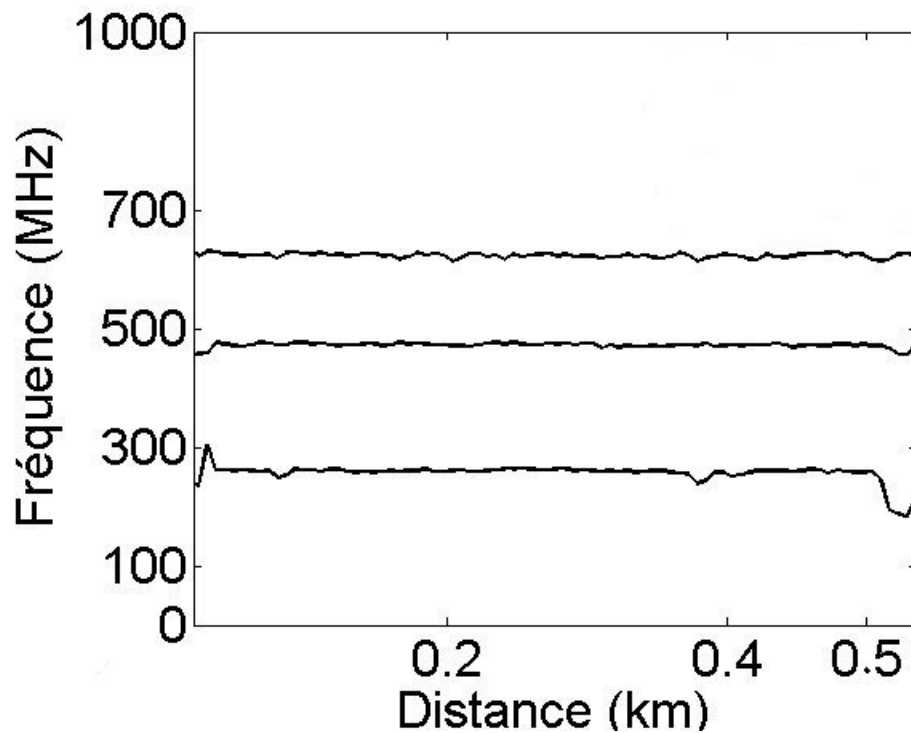


FIGURE 3.34 – Mesure de réflectométrie sur 500 m de DSF. Les fréquences observées correspondent aux fréquences de battement des modes Brillouin d'ordres élevés avec le mode fondamental Brillouin.

Nous constatons que ces fréquences sont quasi constantes le long de la fibre ; ce qui est normal puisqu'aucune contrainte partielle n'est exercée sur la fibre et toute la fibre est soumise à la même température ambiante.

Même s'il ne s'agit pas de l'objectif premier de cette thèse, nous avons mesuré (figure 3.35) avec le dispositif (figure 3.4 sur le canal des hautes fréquences), le spectrogramme de 900 m de DSF dont la section 500 m à 700 m, a été chauffée dans une étuve à 100°C. Après la photodiode de détection, un filtre passe-bas de fréquence de coupure de 6 GHz a été mis en cascade avec un filtre passe-haut de fréquence de coupure de 100 MHz.

Les paramètres de mesure sont résumés au tableau 3.8.

Fréquence du synthétiseur	Puissance du synthétiseur
11,2 GHz	15 dBm

Tableau 3.8 – Paramètres de mesure.

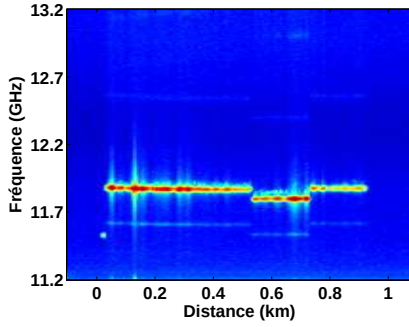


FIGURE 3.35 – Spectrogramme sur la DSF dont une portion de 200 m chauffée à 100°C. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

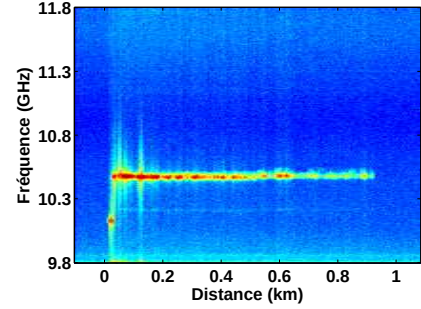


FIGURE 3.36 – Même mesure qu'à la figure 3.35, sans chauffage. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

La comparaison des figures 3.35 et 3.36 montre que la fréquence Brillouin a varié sur la portion chauffée.

3.2.4.5 Sur PCF T452A

Après avoir essayé plusieurs couples (fréquence-puissance) du synthétiseur, nous avons retenu celui indiqué au tableau 3.9.

Fréquence du synthétiseur	Puissance du synthétiseur
11 GHz	15,1 dBm

Tableau 3.9 – Paramètres de mesure.

Tout d'abord, nous mesurons le spectrogramme (figure 3.37) correspondant au mode Brillouin fondamental en utilisant le dispositif (figure 3.4). Pour mieux distinguer la fréquence Brillouin, 100 m de SMF ont été soudés en entrée de la PCF.

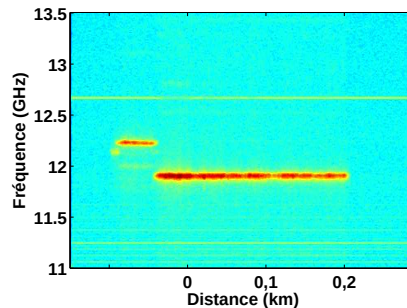


FIGURE 3.37 – Spectrogramme sur la T452A précédée de 100 m de SMF. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

Les mesures de modes acoustiques guidés avec le dispositif (figure 3.32) n'ont donné aucun résultat. Même avec 600 mW en entrée de fibre PCF T452A, nous n'observons pas de mode de gaine or 80 mW sur chaque branche d'une boucle non linéaire permet de les observer (figure 2.15). Nous concluons que ce n'est pas seulement la puissance injectée dans la fibre qui compte mais la capacité à bien séparer les sources de bruit des modes observés.

3.2.4.6 Etude de l'influence de τ sur les résultats

Jusqu'ici, la plupart des mesures ont été réalisées avec des durées d'impulsions de 200 ns. Nous nous intéressons à ce qui se passe pour des impulsions de durées plus courtes par exemple à 100 ns.

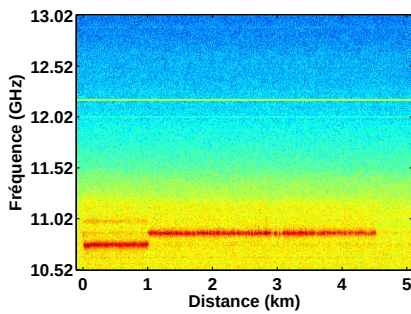


FIGURE 3.38 – Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées l'une à la suite de l'autre, avec une résolution spatiale de 20 m soit $\tau = 200$ ns. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

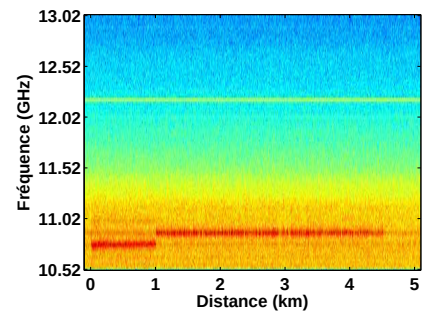


FIGURE 3.39 – Spectrogramme obtenu sur deux fibres SMF soudées l'une à la suite de l'autre, avec une résolution spatiale de 10 m soit $\tau = 100$ ns. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

La figure 3.39 est plus bruitée que la figure 3.38 car dans cette dernière l'énergie de l'impulsion est deux fois plus importante. Pour mieux comprendre l'influence de l'énergie contenue dans une impulsion ainsi que celle de sa puissance crête sur le signal rétrodiffusé, nous avons fait quelques mesures sur la SMF de 2,2 km et ainsi observé pour une même puissance crête, l'effet des durées d'impulsions différentes donc des énergies différentes sur la propagation de l'impulsion Brillouin rétrodiffusée le long d'une fibre.

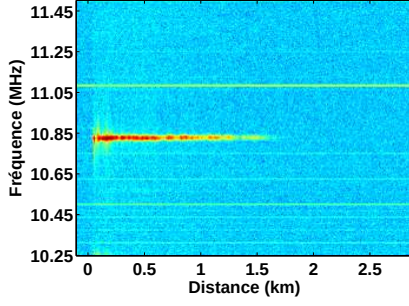


FIGURE 3.40 – Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF avec une résolution spatiale de 60 m soit $\tau = 600$ ns, $P_c = 4,1$ W soit $2,4 \mu\text{J}$. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

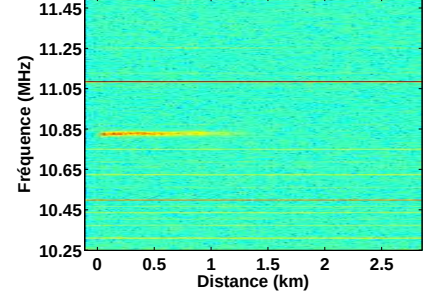


FIGURE 3.41 – Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF avec une résolution spatiale de 20 m soit $\tau = 200$ ns, $P_c = 5,1$ W soit $1,2 \mu\text{J}$. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

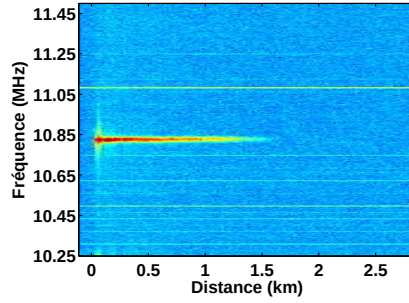


FIGURE 3.42 – Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF avec une résolution spatiale de 40 m soit $\tau = 400$ ns, $P_c = 4,6$ W soit $1,8 \mu\text{J}$. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

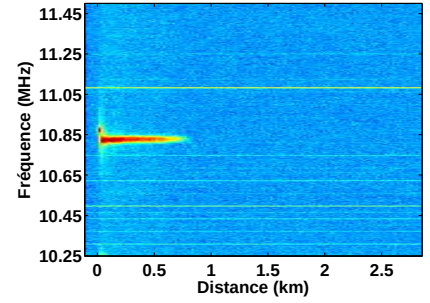


FIGURE 3.43 – Spectrogramme obtenu sur 2,2 km de SMF avec une résolution spatiale de 20 m soit $\tau = 200$ ns, $P_c = 9$ W soit $1,84 \mu\text{J}$. Le canal de détection est celui des hautes fréquences.

Nous remarquons qu'à puissance égale, les impulsions plus larges donc possédant plus d'énergies se propagent plus loin dans la fibre donc permettent de mieux sonder la fibre.

Nous avons donc augmenté l'énergie de l'impulsion de durée 200 ns en augmentant le gain de l'EDFA : nous remarquons (figure 3.43) que l'impulsion ne se propage pas au-delà de 600 m (car le signal Brillouin est saturé) contrairement au cas similaire (figure 3.42) où l'impulsion est de même énergie et se propage jusque 1500 m.

En réflectométrie Brillouin, il faut d'abord déterminer le seuil de puissance de saturation Brillouin en régime pulsé (liée au coefficient non linéaire de la fibre, à sa longueur,

au type de fibre,...). Ainsi, en restant en deçà de ce seuil, l'on est certain que le signal Brillouin se propagera le long de toute la fibre sans se saturer.

Même si le signal se propage normalement dans la fibre, certains effets non linéaires peuvent perturber les mesures.

3.2.4.7 Obstacles de mesure : l'automodulation de phase

L'automodulation de phase est une non-linéarité optique qui affecte la propagation des impulsions dans une fibre optique. Elle limite la puissance crête de l'impulsion pouvant se propager dans la fibre [44]. Les effets de l'automodulation de phase peuvent être annihilés en utilisant des impulsions rectangulaires "propres" [37].

Voici quelques exemples de mesures. Avec des impulsions de durée $\tau = 200$ ns, on observe le signal rétrodiffusé (sans utilisation de synthétiseur) dans une gamme de fréquences de 0 à 1 GHz dans une fibre à dispersion décalée (figure 3.44) et dans une fibre standard d'une longueur de 2,2 km (figure 3.45).

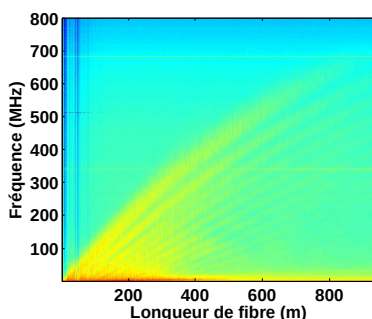


FIGURE 3.44 – Automodulation de phase dans une DSF/ $\tau = 200$ ns. $P_c = 2$ W soit $0,4 \mu J$. Le canal de détection est celui des basses fréquences sans hétérodynage avec la DFB.

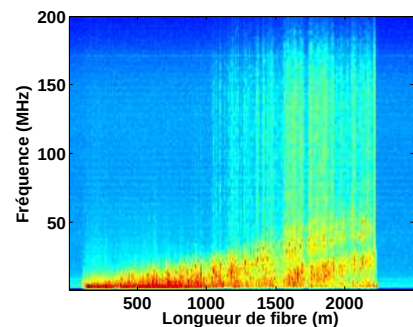


FIGURE 3.45 – Automodulation de phase dans une SMF/ $\tau = 200$ ns. $P_c = 2$ W soit $0,4 \mu J$. Le canal de détection est celui des basses fréquences sans hétérodynage avec la DFB.

L'effet est plus prononcé pour les courtes durées d'impulsion. Par exemple, pour $\tau = 20$ ns, dans une DSF de 500 m et une SMF de 2,2 km, on a (figures 3.46 et 3.47) :

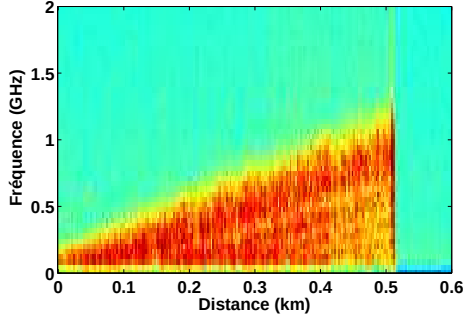


FIGURE 3.46 – Automodulation de phase/ $\tau = 20\text{ ns}$. $P_c = 50\text{ W}$ soit $1\mu\text{J}$. Le canal de détection est celui des basses fréquences.

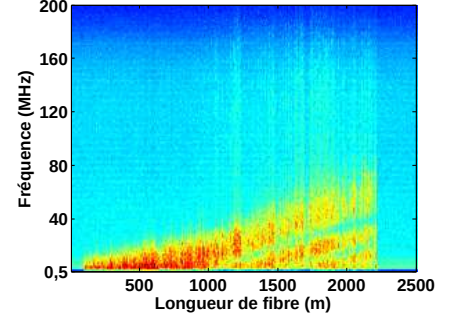


FIGURE 3.47 – Automodulation de phase/ $\tau = 20\text{ ns}$. $P_c = 50\text{ W}$ soit $1\mu\text{J}$. Le canal de détection est celui des basses fréquences.

Pour un même type de fibre et à énergie et puissance égales, nous remarquons qu’une plus longue fibre élargit plus le spectre du signal. Cet élargissement spectral confirme bien l’intuition que plus loin l’onde se propage dans la fibre, plus le spectre s’élargit.

Etant donné que les modes acoustiques Brillouin GAWBS dépendent de la structure transverse de la fibre, ces modes ne devraient pas changer en fonction de la longueur de fibre. Le spectre élargi observé ne correspond donc pas aux modes GAWBS. Cet élargissement spectral de notre pompe a un effet néfaste sur le gain Brillouin.

3.3 Réflectométrie Brillouin à base de modes hybrides

A notre connaissance, à ce jour, toutes les recherches sur les applications capteurs à base de modes acoustiques transverses, ont été réalisées en utilisant le montage simple (figure 2.11). La limite de ces techniques est qu’elles n’offrent pas d’informations réparties le long de la fibre parce que ces modes ne sont pas rétrodiffusés.

Pour pallier cette faiblesse, **Tanaka et al.** [45] ont suggéré l’utilisation de la diffusion Brillouin stimulée afin d’observer les modes acoustiques guidés en rétrodiffusion. Bien qu’il s’agisse à notre connaissance, de la seule publication à ce jour sur les modes acoustiques transverses observés en rétrodiffusion, nous avons essayé de les observer à notre tour. Ainsi, à la suite de cette étude, nous avons entrepris de réaliser un réflectomètre Brillouin permettant de mesurer les modes acoustiques transverses de fréquence inférieure à 2 GHz. Les résultats obtenus ont été décevants. En effet, en adaptant le dispositif proposé [45], nous n’avons jamais pu observer les modes transverses en rétrodiffusion nonobstant les différentes améliorations apportées au montage expérimental initial. Rappelons que dans leur article, ils n’ont pas fait de mesures réparties. Ils affirment avoir observé les modes acoustiques transverses en rétrodiffusion sans pourtant montrer leur spectre. Comme nous l’avions souligné au chapitre 2, ces modes sont copropageants et il est donc difficile à ce jour, de les observer en rétrodiffusion.

Nous avons posé une hypothèse selon laquelle les modes acoustiques guidés pouvaient à leur tour interagir avec le signal Brillouin et donc se trouver eux-mêmes rétrodiffusés. Les expériences ont pour l’instant, infirmé cette thèse. Cela s’explique par le fait

que :

- la force d'interaction entre un signal optique et les modes acoustiques guidés est très faible,
- dans le cas où les modes acoustiques guidés sont rétrodiffusés après l'interaction avec le signal Brillouin, ils sont difficiles à observer car la puissance qui leur est associée est très faible comparée à celle du signal Brillouin.

Toutefois, nous avons remarqué que d'autres modes longitudinaux, qui eux, sont rétrodiffusés interagissent avec le mode Brillouin fondamental, pour donner des fréquences de battement (figure 3.29) qui se retrouvent à leur tour dans le domaine spectral de mesure des modes transverses (< 2 GHz).

Pour sonder ces modes de gaine, nous travaillons en mode rétrodiffusé (signal Brillouin récupéré sur le port retour du circulateur (figure 3.3)) en utilisant la branche baptisée "Modes acoustiques guidés" (figure 3.32). Nous observons les mêmes résultats qu'aux figures 3.45 et 3.46.

Devant cette difficulté à mesurer ces modes transverses en rétrodiffusion, et notre objectif premier étant la réalisation de capteurs répartis à base de ces modes, nous avons entrepris de nous consacrer aux autres modes acoustiques pouvant être observés en rétrodiffusion à l'exception du mode longitudinal fondamental largement étudié par la diffusion Brillouin stimulée. Ces autres modes dont les fréquences sont comprises entre 7 GHz et 12 GHz, regroupent les modes longitudinaux d'ordres élevés appelés multiples Brillouin et qui sont généralement dus au dopage du cœur [46]. Dans cette catégorie, il y a également les modes acoustiques qui ne sont ni purement longitudinaux ni purement transverses mais une combinaison de ces deux types [47] : ces modes sont hybrides. Dans le cas des multiples Brillouin dans la DSF, il a été observé que le mode fondamental Brillouin a une puissance plus élevée que les autres pics et est séparé d'environ 200 MHz du pic le plus proche [37]. Cela se confirme par nos mesures où le premier mode de battement est situé à 261 MHz (figure 3.29) du mode fondamental Brillouin.

En utilisant ces autres modes présents dans le spectre Brillouin, nous espérons pouvoir analyser la structure transverse des fibres. Comme il a été observé qu'une pression latérale inférieure à 2,2 kg/m sur une fibre standard a un faible impact sur la fréquence du mode Brillouin fondamental [48], il n'est pas judicieux de l'utiliser pour analyser d'éventuelles déformations de la section d'une fibre optique.

La mesure d'une variable externe (température, pression, déformation ou homogénéité de la structure interne) implique l'usage d'une fibre appropriée dont les propriétés permettent de mesurer la variable désirée. Dans notre cas, pour l'étude des modes Brillouin d'ordres supérieurs, il nous a fallu choisir une fibre permettant d'observer ces modes. Notre choix a été porté sur une fibre à dispersion décalée (DSF). La fréquence Brillouin de la DSF que nous avons utilisée est de 10,53 GHz. Les fréquences des autres modes Brillouin observés à l'analyseur de spectre électrique sont 10,791 GHz, 11 GHz et 11,161 GHz. Il a donc fallu adapter le montage expérimental (figure 3.4) pour observer et discriminer les positions de ces modes en réflectométrie.

3.3.1 Amélioration du montage avec l'utilisation de deux diodes

Dans un premier temps, nous avons utilisé une seule diode laser et l'hétérodynage s'est fait dans le domaine électrique en faisant usage d'un synthétiseur qui délivre une onde dont la fréquence est proche de celle Brillouin (f_B) pour le mode haute fréquence. Ainsi, nous remontons aux valeurs possibles de f_B en additionnant ou soustrayant la fréquence de battement de la fréquence du synthétiseur. Une seconde mesure avec une autre fréquence du synthétiseur a été nécessaire pour déterminer f_B . Jusqu'ici, tout est relativement simple quand il s'agit d'un spectre ne comportant qu'une fréquence Brillouin.

Dans le cas où plusieurs fréquences sont présentes, les choses se compliquent puisque l'existence de plusieurs fréquences optiques donnent lieu à diverses fréquences de battement après le passage dans la photodiode. Ce spectre électrique avec diverses fréquences de battement n'est pas facile à démoduler avec un simple usage d'un synthétiseur. Tout d'abord, nous pouvons être confrontés à de basses fréquences de battement qui se noient dans le bruit. Ensuite, l'interprétation de l'origine et de la nature des fréquences observées au BOTDR n'est point aisée. Enfin, la détermination des positions relatives des fréquences dans le spectre devient un vrai casse-tête.

En effet, si nous voulons remonter aux fréquences Brillouin à partir des 3 modes de battement mesurés (figure 3.29), 8 différentes possibilités (figures 3.48 et 3.49) existent pour les positions relatives sur l'axe des fréquences, des modes Brillouin d'ordres supérieurs.

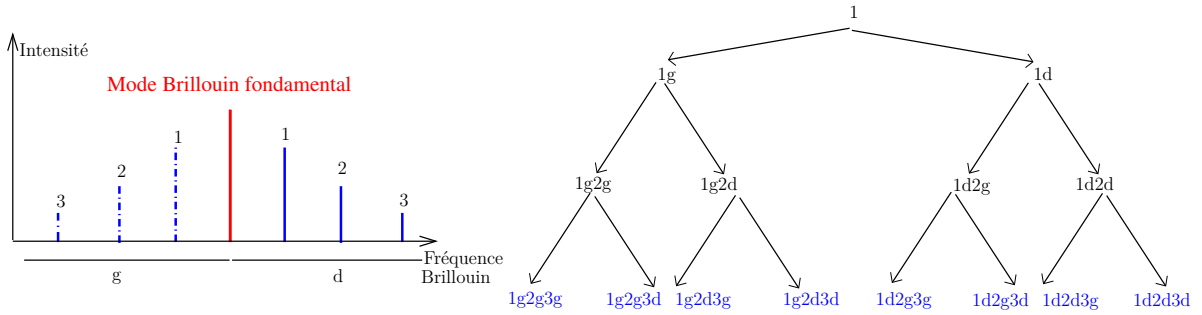


FIGURE 3.48 – Convention des positions relatives des différents modes Brillouin sur l'axe des fréquences. "g" et "d" désignent respectivement les positions à gauche et à droite du mode fondamental tandis que 1, 2 et 3 les premier, deuxième et troisième modes Brillouin d'ordres supérieurs.

C'est fort de cela que nous avons adapté notre montage par l'utilisation de deux diodes. Cela permettra de résoudre le problème de repliement des basses fréquences. Grâce à ce dispositif, on peut également filtrer la composante intense d'un signal avant de l'amplifier.

La seconde diode Laser (figure 3.50) joue le rôle du synthétiseur mais cette fois-ci dans le domaine optique. La diode laser initiale (Diode Laser 1) est fixée et la seconde est balayée. Au moyen d'un fréquencemètre, nous mesurons en temps réel et avec une précision de la dizaine de kHz, le décalage en fréquence ainsi que la position relative des fréquences de nos deux diodes. Cela nous permet de balayer tout le spectre que nous désirons et surtout de déplacer la fréquence de la seconde diode dans le bleu ou le rouge par rapport à la fréquence de la première diode. La manière dont la fréquence des pics évolue permet de discriminer leur position. Le montage utilisé est représenté figure 3.50.

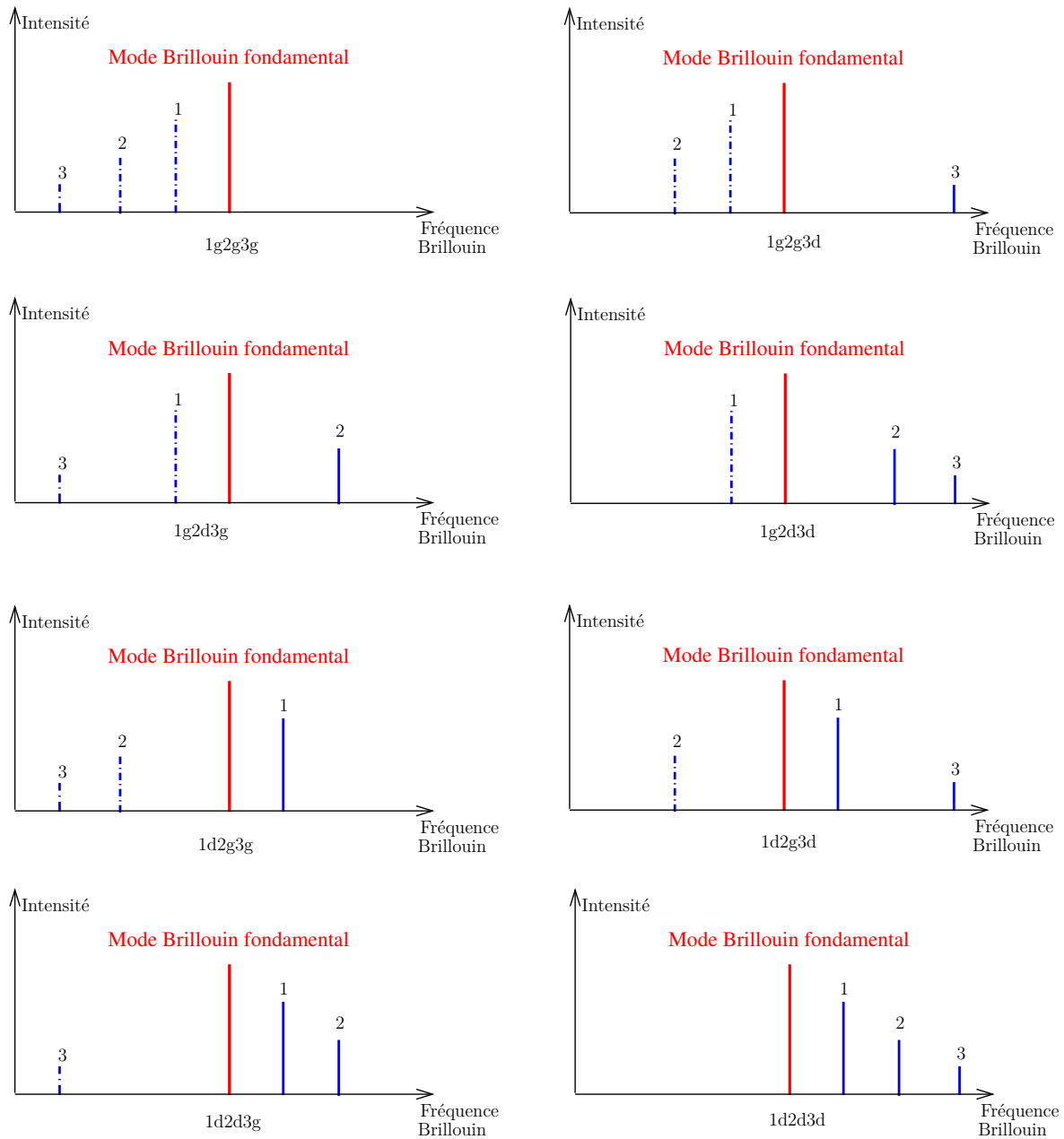


FIGURE 3.49 – Les différentes possibilités des positions relatives des modes Brillouin d’ordres supérieurs par rapport au mode fondamental. Les conventions utilisées sont les mêmes qu’à la figure 3.48.

Les diodes sont réglées en température et/ou en courant. Il faut diminuer leur température pour diminuer leur longueur d’onde. Le changement de température a une légère influence sur la puissance de sortie de la diode en ce sens que la puissance augmente lorsque la température diminue. En outre, augmenter leur courant entraîne l’augmentation de leur puissance de sortie et simultanément de leur longueur d’onde.

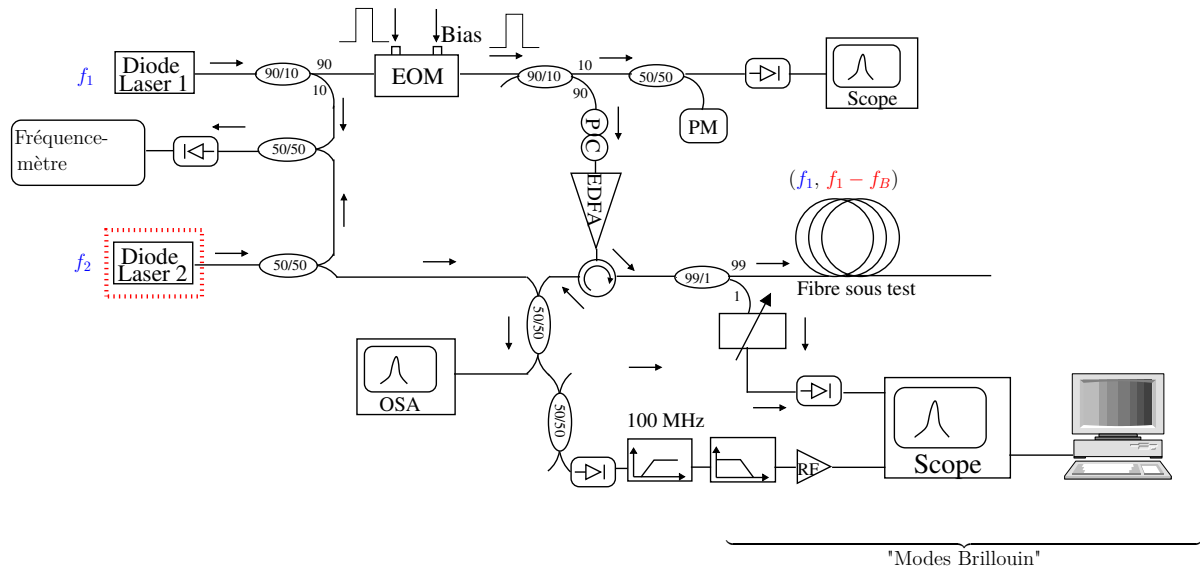


FIGURE 3.50 – Le dispositif expérimental utilisant deux diodes sans le synthétiseur. f_1 et f_2 désignent les fréquences des deux diodes laser et f_B la fréquence Brillouin.

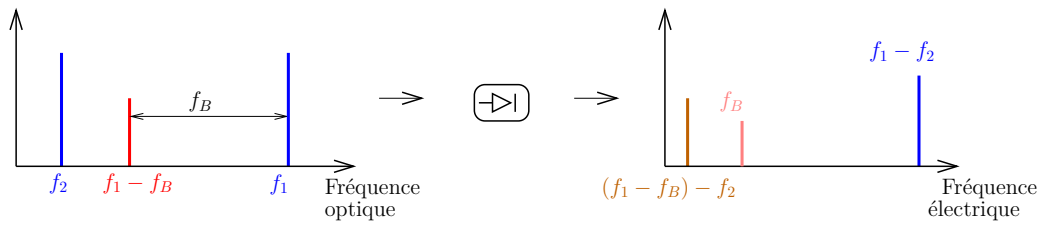


FIGURE 3.51 – Le schéma de la branche "Modes Brillouin" (figure 3.50). f_1 et f_2 désignent les fréquences des deux diodes laser et f_B la fréquence Brillouin. Il s'agit du passage du spectre optique au spectre électrique.

Avec cette technique, nous observons le signal rétrodiffusé Rayleigh en amenant par exemple la fréquence de la DFB 2 proche de celle de la DFB 1. C'est l'exemple montré (figure 3.53) où le décalage en fréquence entre les deux diodes est de 1623,76352 MHz.

Si $f_1 > f_2$, alors $(f_1 - f_2)$ diminue quand f_2 augmente.
Autrement si $f_1 < f_2$, alors $(f_2 - f_1)$ augmente quand f_2 augmente.

C'est grâce à la même technique que nous déduisons la position relative de la fréquence de la seconde diode par rapport à celle du signal Brillouin.

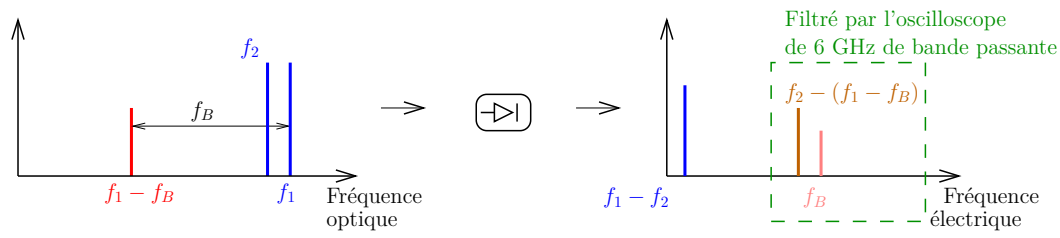


FIGURE 3.52 – Schéma des positions relatives des fréquences des deux diodes lasers. f_1 et f_2 désignent les fréquences des deux diodes laser et f_B la fréquence Brillouin. Mesure du signal Rayleigh de la Diode Laser 1.

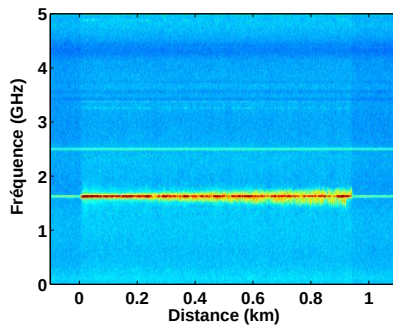


FIGURE 3.53 – Mesure du signal rétrodiffusé Rayleigh dans une DSF. $\tau = 200 \text{ ns}$, $P_c = 1,4 \text{ W}$ soit $0,28 \mu\text{J}$. Le décalage entre les deux diodes est de $1,62 \text{ GHz}$.

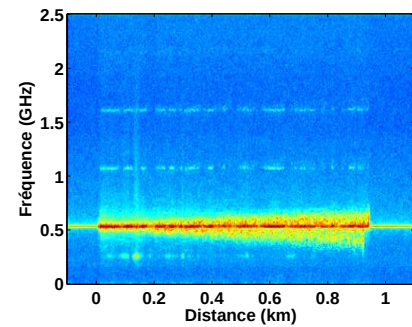


FIGURE 3.54 – Mesure du signal d'automodulation de phase dans une DSF. $\tau = 200 \text{ ns}$, $P_c = 1,4 \text{ W}$ soit $0,28 \mu\text{J}$. Le décalage entre les deux diodes est de 537 MHz .

3.3.2 Résultats expérimentaux

Voici résumé le protocole de détection des modes de gaine. Il faut commencer initialement par régler les deux diodes DFB comme suit :

DFB 1 : $I = 200,41 \text{ mA}$ / $T = 20,904^\circ\text{C}$ / $1549,028 \text{ nm}$

DFB 2 : $I = 170,16 \text{ mA}$ / $T = 31,123^\circ\text{C}$ / $1549,094 \text{ nm}$

Ce qui correspond à un décalage en fréquence d'environ 10 GHz avec la DFB 2 décalée vers le rouge par rapport à la DFB 1. Ensuite :

- laisser la DFB 1 intacte et toucher à la DFB 2 pour le réglage,
- vérifier en permanence le décalage en fréquence entre les deux diodes, au fréquence-mètre tout en veillant à connaître la position relative des diodes,
- afin d'observer les signaux des deux diodes à l'OSA, aussi bien les deux diodes que l'EDFA doivent être allumées,
- en allumant chaque DFB à la fois, nous pouvons lire sa longueur d'onde à l'OSA,
- d'abord, garder la DFB 2 éteinte, et travailler en mode continu avec l'EDFA et la DFB 1 allumés pour détecter le seuil Brillouin ainsi que la fréquence Brillouin de la fibre testée en faisant des mesures au SRF,
- puis passer en mode pulsé en réglant le modulateur,

- dans cette configuration pulsée, régler la DFB 2 de manière à avoir sa fréquence proche (± 1 GHz) de la fréquence Brillouin,
- rapprocher la fréquence de la DFB 2 jusqu'à moins de 100 MHz de la fréquence Brillouin et filtrer avec un filtre passe-haut (> 100 MHz) pour éliminer la composante principale Brillouin afin d'observer les multiples Brillouin s'il y en a,
- enfin, rapprocher la fréquence de la DFB 2 de celle de la DFB 1 à moins de 100 MHz par exemple.

3.3.2.1 Sur DSF

Sur la DSF, les 4 modes observés (figure 3.55) sont aux fréquences suivantes 10,53 GHz (Brillouin fondamental) ; 10,785 GHz (FWHM : 14 MHz) ; 11 GHz (FWHM : 25 MHz) et 11,16 GHz. Rappelons que ce dernier est difficilement observable compte tenu de sa faible amplitude. Cette mesure confirme leur position dans le spectre.

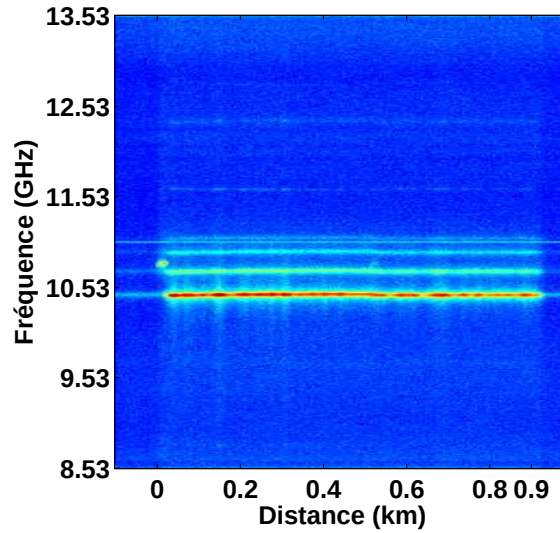


FIGURE 3.55 – Mesure du spectre Brillouin dans une DSF. Le décalage entre les deux diodes est de 8,53 GHz.

Cette figure présente les résultats obtenus sur une DSF et montre les fréquences du mode Brillouin fondamental et des 3 multiples. Les modes que nous avons observés à basses fréquences de 200 MHz à 600 MHz, ne sont donc pas des GAWBS mais des modes de battement entre les fréquences des trois multiples avec la fréquence Brillouin. La figures 3.55 et 3.57 sont cohérentes. Comme le signal des multiples est puissant, nous n'avons aucune chance d'observer les modes acoustiques transverses.

Les profils d'intensité et de fréquence sont montrés 3.56.

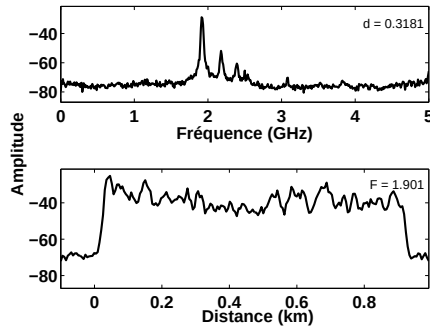


FIGURE 3.56 – *Figure du haut : Mesure du spectre à une position fixe dans la fibre. Ici, il s'agit d'une distance de 0,3181 km par rapport à l'entrée de la fibre. / Figure du bas : Evolution de l'amplitude du signal le long de la fibre pour une fréquence fixe de 1,901 GHz.*

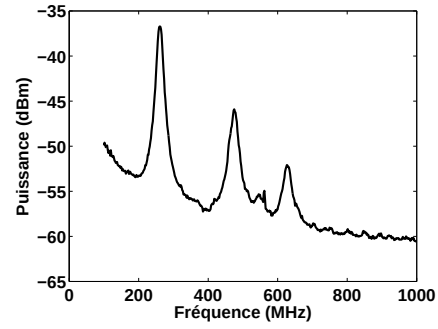


FIGURE 3.57 – *Observation des modes de battement des modes Brillouin d'ordres élevés avec le mode Brillouin fondamental dans une DSF.*

On déduit des précédentes observations que la puissance du signal Brillouin empêche d'observer les modes de gaine car ils possèdent une puissance environ 1000 fois inférieure à la puissance lumineuse incidente. Même en filtrant la fréquence Brillouin fondamentale, du bruit lié à son battement avec d'autres modes, perturbe la mesure à basse fréquence des modes de gaine.

3.3.2.2 Sur PCF

La non uniformité du diamètre de cœur le long d'une fibre réduit son gain Brillouin [49] et par conséquent augmente son seuil Brillouin (équation (2.25)) tout en dérivant la fréquence Brillouin. Cela peut expliquer le seuil Brillouin élevé des PCF à petit cœur que nous avons utilisés.

La figure 3.59 présente la mesure faite sur la PCF T794A dont la fréquence Brillouin est de 10,72 GHz. Nous n'avons pas observé des modes de gaine.

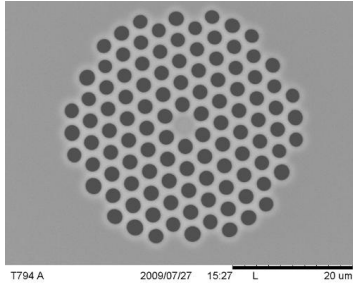


FIGURE 3.58 – L'image au MEB de la section transverse de la PCF T794A.

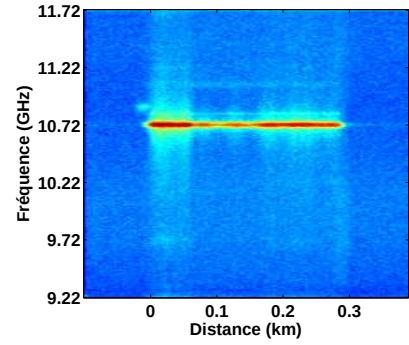


FIGURE 3.59 – La mesure en réflectométrie du mode fondamental Brillouin dans la PCF T794A. Le décalage en fréquence entre les deux diodes est de 9,22 GHz.

Par ailleurs, d'autres mesures ont été réalisées sur une autre PCF T794B (figure 3.60) dont les caractéristiques sont :

- Cœur dopé Germanium
- Longueur : 300 m
- Diamètre du cœur plein : $2,16 \mu\text{m}$
- Diamètre moyen d'un trou d'air : $2 \mu\text{m}$
- Distance entre 2 trous (entre leurs centres) : $3,98 \mu\text{m}$
- Atténuation : 5 dB/km @ 1550 nm
- Fréquence Brillouin : $10,7 \text{ GHz}$

Les réglages suivants ont été réalisés pour l'observation du spectre au SRF.

DFB 1 : $I = 200,39 \text{ mA}$ / $T = 20,905^\circ\text{C}$

DFB 2 : Diode restée éteinte.

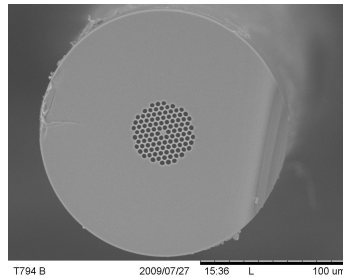


FIGURE 3.60 – L'image au MEB de la PCF T794B.

Le modulateur est réglé via son port "Bias" et fonctionne en continu. Les pertes totales mesurées sont de 4 dB. Ensuite, afin d'atténuer la réflexion en sortie nue de la PCF, l'extrémité nue de la PCF a été plongée dans du liquide d'indice (glycérine) : cela a réduit d'environ 7 dB la réflexion en bout de fibre.

Ensuite, lorsque la seconde diode est mise en marche, nous constatons l'apparition d'un second mode Brillouin. Celui-ci apparaît quand le décalage en fréquence entre les 2

DFB est presque de 10,71 GHz de manière à pouvoir filtrer le signal Brillouin principal en vue d'observer les modes Brillouin d'ordres supérieurs. De plus, ce second mode disparaît lorsque la DFB 2 est éteinte, ce qui signifie qu'il s'agit bien d'une fréquence provenant du battement entre la DFB 2 et une fréquence présente dans la fibre. En balayant la diode 2 autour de la fréquence Brillouin, on remarque que la fréquence correspondant au signal observé est 10,71 GHz + 1,6 GHz soit 11,31 GHz. Ce mode est probablement dû au dopage en Germanium de la fibre. Avec un décalage de 10,5 GHz entre les deux diodes, nous mesurons le mode Brillouin fondamental de la fibre (figure 3.61).

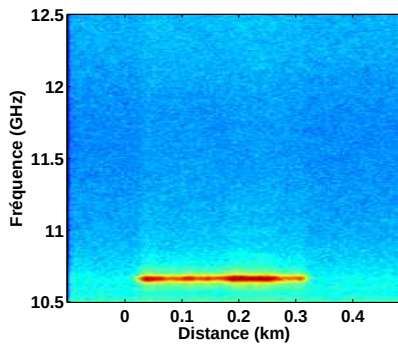


FIGURE 3.61 – La mesure en réflectométrie du mode fondamental Brillouin dans la PCF T794B. Le décalage en fréquence entre les deux diodes est de 10,5 GHz.

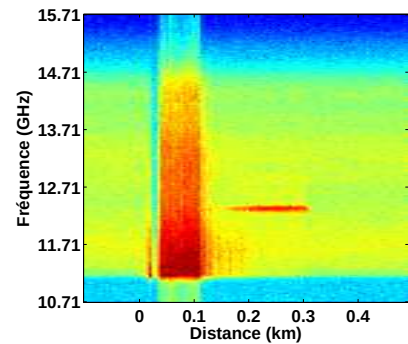


FIGURE 3.62 – L'observation d'un deuxième mode Brillouin dans la PCF T794B. Le décalage entre les deux diodes est de 10,71 GHz.

Le bruit observé sur les 100 premiers mètres de la PCF T794B (figure 3.62) est causé par une forte réflexion en début de fibre. C'est l'épissure qui en est à la base. En effet, lors de l'épissure, certains trous de la section transversale de la PCF (sur les premiers mètres) se referment sous l'effet de la chaleur. La propagation du signal s'en trouve perturbée dans cette partie de la fibre. Toutefois, l'on constate que le signal Brillouin fondamental n'est pas affecté (figure 3.61) car le rapport signal sur bruit est bon.

A en croire les résultats publiés par **Dainese** et ses collègues [50], on peut également observer les multics Brillouin (qu'ils appellent modes hybrides) dans une fibre microstructurée si son diamètre de cœur est de l'ordre de 70% de la longueur d'onde du signal incident. Ainsi pour $\lambda = 1550$ nm, ces modes apparaîtront pour des diamètres de l'ordre de 1000 nm. C'est pour cette raison qu'une partie de cette thèse a été consacrée à ces PCF de petit cœur (cf paragraphe 1.2.3). La première difficulté posée par ce type de fibres concerne leur épissure. En raison de leur petit diamètre de cœur, les pertes d'épissure sont élevées tout comme les pertes par confinement. Par conséquent, nous utilisons des fibres de courtes longueurs (15 m à 40 m).

Les résultats du spectre Brillouin dans ces fibres sont présentés ci-après.

T510A. Les images au MEB de cette fibre sont présentées (figure 3.63).

Avec un décalage de 10,96 GHz de la DFB 2 vers le rouge par rapport à la DFB 1, nous observons deux modes (figure 3.64) au SRF. Le pic observé à 500 MHz représente le signal Brillouin et confirme la fréquence Brillouin qui est de 10,45 GHz. Le second pic à 1,745 GHz correspond à l'un des multips Brillouin qui est donc à une fréquence de décalage de 1,2 GHz inférieure à la fréquence Brillouin soit 9,2 GHz.

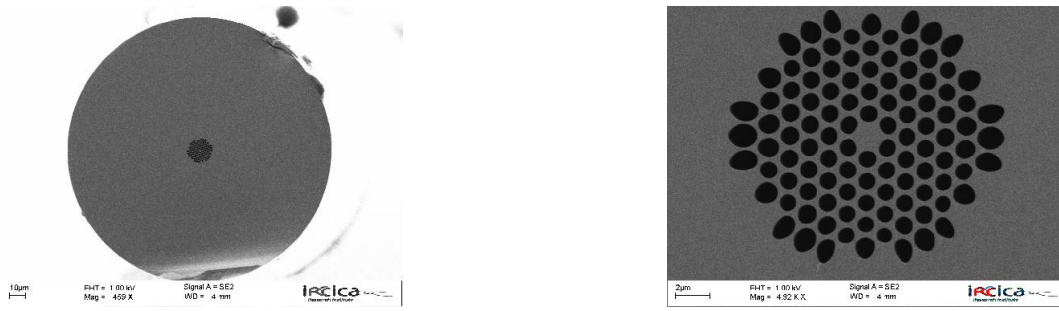


FIGURE 3.63 – Les images au MEB des sections transverses de la PCF T510A.

Avec un décalage de 8,5 GHz entre les fréquences des deux diodes, la DFB 2 étant toujours dans le rouge par rapport à la DFB 1, nous observons le spectre (figure 3.65) confirmant l'existence de l'un des multiples à 9,2 GHz représenté ici par le pic à 700 MHz.

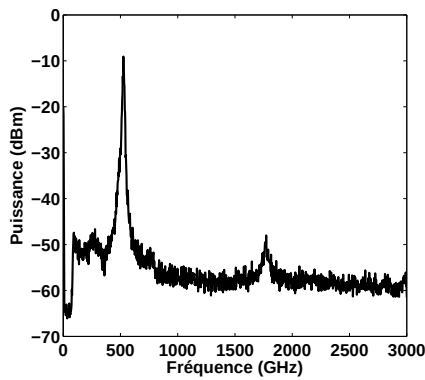


FIGURE 3.64 – Spectre Brillouin sur la PCF T510A pour un décalage de 10,96 GHz entre les fréquences des deux diodes.

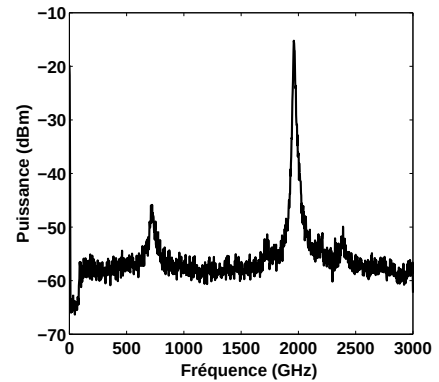


FIGURE 3.65 – Spectre Brillouin sur la PCF T510A pour un décalage de 8,5 GHz entre les fréquences des deux diodes.

Pour s'assurer que la fréquence observée à 9,2 GHz ne dépend pas de la fibre SMF 28 utilisée comme connecteur ni de la fibre d'adaptation UHNA4, nous gardons le même montage et remplaçons la fibre testée par de la SMF 28 (environ 1,5 m) pour mesurer sa fréquence Brillouin mais rien n'a été observé au SRF ni à l'OSA même avec des puissances d'entrée sur la SMF 28 de 200 mW. Ensuite, nous remplaçons la fibre SMF 28 par la UHNA4 (9,5 m). La conclusion a été la même : pas de fréquence Brillouin observée. Nous concluons que le mode à 9,2 GHz est bien un multiple Brillouin confirmant ainsi la thèse de **Dainese** [47].

T510B. Les images au MEB de cette fibre sont présentées (figure 3.66). D'une longueur de 40 m, sa fréquence Brillouin est de 10,47 GHz. Les spectres mesurés sur la T510B sont représentés aux figures 3.67 et 3.68.

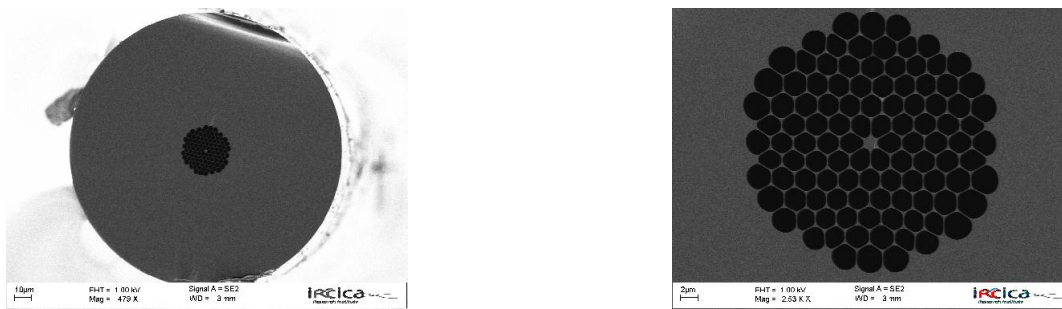


FIGURE 3.66 – Les images au MEB des sections transverses de la PCF T510B.

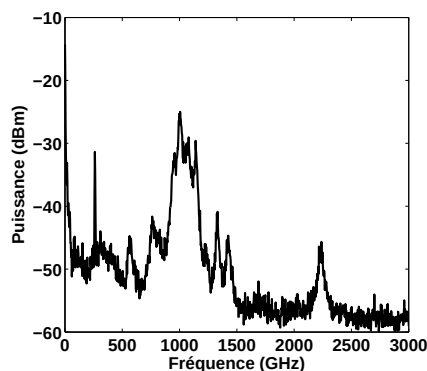


FIGURE 3.67 – Spectre Brillouin sur la PCF T510B pour un décalage de 11,3 GHz entre les fréquences des deux diodes.

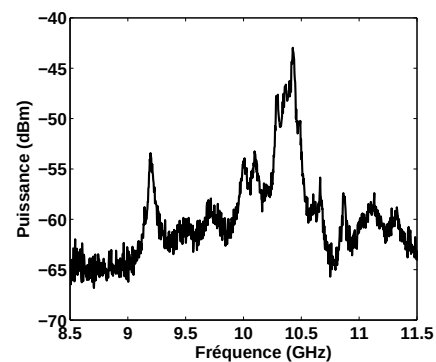


FIGURE 3.68 – Spectre Brillouin mesuré sur la PCF T510B avec l'utilisation d'une seule diode.

Les spectres observés sur la T510 B peuvent s'expliquer d'une part par son caractère multimode (optique).

3.4 Avantages et faiblesses du BOTDR

3.4.1 Avantages

Le BOTDR permet d'identifier et de mesurer les modes Brillouin présents dans une fibre. Il aide également à localiser l'endroit de brisure de la fibre. Par ailleurs, il offre la possibilité d'observer les modes non stimulés. Toutefois, certaines faiblesses du BOTDR méritent d'être soulignées.

3.4.2 Faiblesses

Comparé à l'OTDR standard, l'un des inconvénients du BOTDR et plus largement de toute technique de réflectométrie basée sur la non-linéarité est la forte dépendance de la rétrodiffusion à la puissance crête du signal et puisque ce dernier s'atténue au fur et à mesure qu'il se propage dans la fibre, les mesures de puissance rétrodiffusée peuvent être entachées d'erreurs : d'où notre choix d'utiliser des spectrogrammes où la puissance est plus qualitative que quantitative.

L'élargissement spectral dû à l'automodulation de phase est également une faiblesse du BOTDR.

3.4.2.1 Limitations en résolutions spatiale et en fréquence

Puisque la durée de l'impulsion doit être supérieure à la durée de vie des phonons (10 - 20 ns), la résolution spatiale est limitée à 1 m.

3.4.2.2 Limitations en puissance retour Brillouin / Seuil Brillouin

Comme la puissance du signal Brillouin rétrodiffusé, peut ne pas être suffisante pour les mesures de réflectométrie, nous augmentons fortement le gain de l'EDFA. Cela n'est pas sans conséquences sur le montage. Tout d'abord, un risque d'apparition d'un signal Brillouin dans l'EDFA limite l'amplification que nous pouvons atteindre.

Par ailleurs, en augmentant le gain de l'EDFA, le connecteur en sortie de l'EDFA a été brûlé (figure 3.69) ainsi que celui à l'entrée du circulateur entraînant des pertes allant jusqu'à 3 dB. Nous avons donc coupé les connecteurs brûlés en sortie de l'EDFA et d'entrée du circulateur puis soudé la sortie de l'EDFA directement à l'entrée du circulateur.

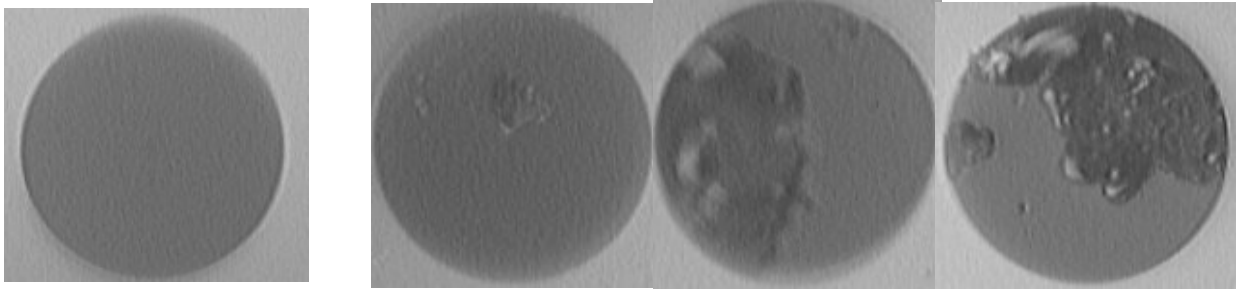


FIGURE 3.69 – De gauche à droite : l'état de dégradation progressive du connecteur de fibre due aux fortes puissances optiques.

3.4.2.3 Limitations de la fréquence de répétition des impulsions

Il est impossible d'améliorer le couplage des modes GAWBS par l'augmentation de la fréquence de répétition vers les fréquences de résonance de la fibre comme suggéré dans l'article [51] car pour 100 MHz de fréquence de répétition des impulsions, seulement 1 m de fibre peut être sondé.

Il est à noter que la diffusion Brillouin a été intensément étudiée dans les fibres optiques pour des applications de capteurs [52].

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps, présenté la réflectométrie standard et ses variantes tout en mentionnant les paramètres dont les choix sont pertinents. Ensuite, une grande attention a été portée sur les principes fondamentaux de la réflectométrie Brillouin. Les mesures effectuées ont montré l'importance du bon choix de la durée

de l'impulsion. Il a été également prouvé que les valeurs de la fréquence et de l'intensité du synthétiseur ont une influence sur la qualité des résultats.

Grâce à l'utilisation d'une technique d'hétérodynage à deux diodes, les modes acoustiques hybrides dans une fibre à dispersion décalée (DSF), ont été identifiés. Cette identification a été confirmée sur une fibre microstructurée à petit cœur ouvrant ainsi la voie à l'exploration des modes hybrides dans les fibres microstructurées.

Malgré ces résultats et en dépit des performances de la réflectométrie Brillouin, il convient de souligner que cette dernière présente des faiblesses à l'instar de la forte puissance crête nécessaire.

Une autre technique, le BOTDA, a été étudiée au chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] M. K. Barnoski and S. M. Jensen, “Fiber waveguides : a novel technique for investigating attenuation characteristics,” *Appl. Opt.*, vol. 15, no. 9, pp. 2112–2115, 1976.
- [2] D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements*. New York : Academic Press, 1981, ch. 5.
- [3] A. D. Kersey and A. Dandridge, “Distributed and multiplexed fiber-optic sensors,” *Opt. Fiber Sensors*, vol. 2, pp. 60–71, 1988.
- [4] S. D. Personick, “Photon probe—an optical-fiber time-domain reflectometer,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56, no. 3, pp. 355–366, 1977.
- [5] E.-G. Neumann, “Theory of the backscattering method for testing optical fiber cables,” *Electron. Commun.*, vol. 34, pp. 157–160, 1980.
- [6] E. Brinkmeyer, “Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 70, no. 8, pp. 1010–1012, 1980.
- [7] J. K. A. Everard, “Novel signal techniques for enhanced OTDR sensors,” *Proc. SPIE*, vol. 798, pp. 42–46, 1987.
- [8] M. Tateda and T. Horiguchi, “Advances in optical time-domain reflectometry,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 8, pp. 1217–1224, 1989.
- [9] M. Zoboli and P. Bassi, “High spatial resolution OTDR attenuation measurements by a correlation technique,” *Appl. Opt.*, vol. 22, no. 23, pp. 3680–3681, 1983.
- [10] J. J. Bernard, J. Ducate, Y. Gausson, J. Guillon, and G. L. Blevenec, “Field portable reflectometer for single-mode fibre cables,” in *Proc. 10th Euro. Conf. Opt. Commun.*, pp. 84–85, 1984.
- [11] P. Healey, “Optical orthogonal pulse compression codes by hopping,” *Electron. Lett.*, vol. 17, no. 25, pp. 970–971, 1981.
- [12] R. I. MacDonald, “Frequency domain optical reflectometer,” *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 10, pp. 1840–1844, 1981.
- [13] P. Healey and D. J. Malyon, “OTDR in single-mode fibre at 1.5 μm using heterodyne detection,” *Electron. Lett.*, vol. 18, no. 20, pp. 862–863, 1982.
- [14] S. Wright, K. Richards, S. K. Salt, and E. Wallbank, “High dynamic range coherent reflectometer for fault location in monomode and multimode fibres,” in *Proc. 9th Euro. Conf. Opt. Commun.*, pp. 177–180, 1983.
- [15] S. Wright, R. E. Epworth, D. F. Smith, and J. P. King, “Practical coherent OTDR at 1.3 μm ,” in *Proc. 10th Euro. Conf. Opt. Commun.*, pp. 347–350, 1984.
- [16] A. J. Rogers, “Polarisation optical time domain reflectometry,” *Electron. Lett.*, vol. 16, no. 13, pp. 489–490, 1980.
- [17] —, “Polarization-optical time domain reflectometry : a technique for the measurement of field distributions,” *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 6, pp. 1060–1074, 1981.
- [18] W. Eickhoff and R. Ulrich, “Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, no. 9, pp. 693–695, 1981.
- [19] D. Uttam and B. Culshaw, “Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using a frequency modulated continuous wave ranging technique,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 3, no. 5, pp. 971–977, 1985.

- [20] M. D. Rourke, “An overview of optical time domain reflectometry,” *Proc. Amer. Ceramic Soc. Meet. Physics*, pp. 252–272, 1980.
- [21] P. Healey, “Review of long wavelength single-mode optical fiber reflectometry techniques,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 3, no. 4, pp. 876–886, 1985.
- [22] —, “Instrumentation principles for optical time-domain reflectometry,” *J. Phys. E : Scientific Instruments*, vol. 19, no. 5, pp. 334–341, 1986.
- [23] Y. Aoki, “Properties of fiber Raman amplifiers and their applicability to digital optical communication systems,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 7, pp. 1225–1239, 1988.
- [24] A. J. Rogers, *Essentials of Opto-electronics*. London : Chapman and Hall, 1997.
- [25] A. Minardo, R. Bernini, W. Urbanczyk, J. Wojcik, N. Gorbato, M. Tur, and L. Zeni, “Stimulated Brillouin scattering in highly birefringent microstructure fiber : experimental analysis,” *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 20, pp. 2329–2331, 2008.
- [26] D. Garus, T. Gogolla, K. Krebber, and F. Schliep, “Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis for distributed temperature and strain measurements,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 4, pp. 654–662, 1997.
- [27] T. Horiguchi and M. Tateda, “BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction : Theory,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 8, pp. 1170–1176, 1989.
- [28] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, “Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 18, pp. 1038–1040, 1990.
- [29] A. Fellay, L. Thévenaz, M. Facchini, M. Niklès, and P. Robert, “Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering : towards ultimate resolution,” *Tech. Dig. Ser.*, vol. 16, pp. 324–327, 1997.
- [30] X. Bao, J. Dhliwayo, N. Heron, D. J. Webb, and D. A. Jackson, “Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1340–1348, 1995.
- [31] T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Izumita, S. Furukawa, and Y. Koyamada, “Brillouin optical-fiber time domain reflectometry,” *IEICE Trans. Commun.*, vol. E76-B, no. 4, pp. 382–390, 1993.
- [32] K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, and T. Kurashima, “Coherent self-heterodyne detection of spontaneously Brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 3, pp. 185–187, 1993.
- [33] —, “Coherent self-heterodyne Brillouin OTDR for measurement of Brillouin frequency shift distribution in optical fibers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 5, pp. 730–736, 1994.
- [34] Y. Mizuno, W. Zou, Z. He, and K. Hotate, “Proposal of Brillouin optical correlation-domain reflectometry (BOCDR),” *Opt. Express*, vol. 16, no. 16, pp. 12 148–12 153, 2008.
- [35] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, and Y. Koyamada, “Advances in distributed sensing techniques using Brillouin scattering,” *Proc. SPIE*, vol. 2507, pp. 126–135, 1995.

- [36] T. Horiguchi, T. Kurashima, and Y. Koyamada, “1 m spatial resolution measurement of distributed Brillouin frequency shift in single-mode fibers,” in *Symposium on Optical Fiber Measurements, NIST Special Publication*, vol. 864, pp. 73–76, 1994.
- [37] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, “Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1296–1302, 1995.
- [38] X. Bao, A. Brown, M. DeMerchant, and J. Smith, “Characterization of the Brillouin-loss spectrum of single-mode fibers by use of very short (< 10 ns) pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 8, pp. 510–512, 1999.
- [39] H. Naruse and M. Tateda, “Trade-off between the spatial and the frequency resolutions in measuring the power spectrum of the Brillouin backscattered light in an optical fiber,” *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 31, pp. 6516–6521, 1999.
- [40] T. R. Parker, M. Farhadiroushan, V. A. Handerek, and A. J. Rogers, “A fully distributed simultaneous strain and temperature sensor using spontaneous Brillouin backscatter,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 979–981, 1997.
- [41] C. C. Lee, P. W. Chiang, and S. Chi, “Utilization of a dispersion-shifted fiber for simultaneous measurement of distributed strain and temperature through Brillouin frequency shift,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 10, pp. 1094–1096, 2001.
- [42] N. Shibata, K. Okamoto, and Y. Azuma, “Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO_2 -doped-core single-mode fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, no. 6, pp. 1167–1174, 1989.
- [43] C. C. Lee and S. Chi, “Measurement of stimulated-Brillouin-scattering threshold for various types of fibers using Brillouin optical-time-domain reflectometer,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 6, pp. 672–674, 2000.
- [44] H. Izumita, Y. Koyamada, S. Furukawa, and I. Sankawa, “The performance limit of coherent OTDR enhanced with optical fiber amplifiers due to optical nonlinear phenomena,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 7, pp. 1230–1238, 1994.
- [45] Y. Tanaka, H. Yoshida, and T. Kurokawa, “Guided-acoustic-wave Brillouin scattering observed backward by stimulated Brillouin scattering,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1458–1461, 2004.
- [46] N. Shibata, Y. Azuma, T. Horiguchi, and M. Tateda, “Identification of longitudinal acoustic modes guided in the core region of a single-mode optical fiber by Brillouin gain spectra measurements,” *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 7, pp. 595–597, 1988.
- [47] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, “Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres,” *Nature Physics*, vol. 2, pp. 388–392, 2006.
- [48] M. Kamikatano, H. Sawano, M. Miyamoto, and N. Sano, “Fiber strain measurement in optical cables employing Brillouin gain analysis,” in *Proc. IWCS '92*, pp. 176–182, 1992.
- [49] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, “Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius,” *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 8, pp. 668–669, 1995.
- [50] P. Dainese, P. S. J. Russell, G. S. Wiederhecker, N. Joly, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, “Raman-like light scattering from acoustic phonons in photonic crystal fiber,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 9, pp. 4141–4150, 2006.

- [51] P. J. Hardman, P. D. Townsend, A. J. Poustie, and K. J. Blow, “Experimental investigation of resonant enhancement of the acoustic interaction of optical pulses in an optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 6, pp. 393–395, 1996.
- [52] M. Nicklès, “La diffusion Brillouin dans les fibres optiques : étude et application aux capteurs distribués,” Ph.D. dissertation, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.

CHAPITRE

4

ANALYSE BRILLOUIN BASÉE SUR LES MODES ACOUSTIQUES GUIDÉS (BOTDA)

Si les idées des savants de génie qui ont été les promoteurs de la science moderne avaient été soumises à des commissions de spécialistes, elles leur auraient sans doute paru extravagantes et auraient été écartées en raison même de leur originalité et de leur profondeur.

Louis de Broglie

Sommaire

4.1	L'analyse Brillouin (BOTDA)	132
4.1.1	Principe	133
4.1.2	Différents types de BOTDA	134
4.1.2.1	Cas a) : BOTDA avec amplification de la sonde	134
4.1.2.2	Cas b) : BOTDA avec atténuation de la sonde	134
4.2	BOTDA vectoriel	135
4.2.1	Principe de fonctionnement	135
4.2.2	Dispositifs expérimentaux	138
4.2.3	Analyse de données	140
4.2.4	Résultats expérimentaux	141
4.3	Les applications	145
4.3.1	Présentation de la PCF à diamètre variable	145
4.3.2	Variation de la fréquence en fonction du diamètre	145
4.4	Conclusion	147
	Bibliographie	149

Tout au long de ce manuscrit, nous avons progressivement cherché des méthodes pour calculer et mesurer les modes acoustiques transverses en réflectométrie. Il nous est apparu que ces modes sont copropageants et donc difficiles à mesurer avec des techniques de réflectométrie. En fonction de la structure de la section transverse d'une fibre [1], ou du type de dopage de son cœur [2], le spectre Brillouin peut comporter d'autres fréquences en plus de la fréquence standard Brillouin. Les modes associés à ces fréquences sont appelés les modes Brillouin d'ordres supérieurs ou hybrides et présentent du gain.

En raison de la faible puissance de ces modes comparée à celle du mode Brillouin fondamental, les puissances des signaux utilisés dans un réflectomètre de type BOTDR, doivent être élevées pour qu'ils soient observés. Or comme nous l'avons souligné au chapitre précédent, ces fortes puissances peuvent induire un signal Brillouin dans l'amplificateur optique (EDFA) empêchant de ce fait, les mesures. De plus, les extrémités des connecteurs de fibres sont généralement brûlées entraînant une perte de signal dans le montage.

Pour pallier ce double problème, nous avons développé un nouvel outil d'analyse Brillouin permettant d'observer avec précision les modes de gaine Brillouin hybrides. D'une part, des puissances relativement faibles sont suffisantes pour l'analyse Brillouin puisque nous utilisons une technique pompe-sonde nécessitant l'utilisation des deux extrémités de la fibre. D'autre part, ce nouvel outil permet une analyse vectorielle complète des modes Brillouin puisque nous utilisons aussi la partie imaginaire des signaux démodulés.

Par une technique de double modulation de phase, nous améliorons les méthodes d'analyse Brillouin dans le domaine temporel (Brillouin Optical Time Domain Analysis : BOTDA) [3]. Ces améliorations permettent d'observer de façon répartie, en plus du mode fondamental, plusieurs modes d'ordres supérieurs dans une fibre optique à dispersion décalée (Dispersion-Shifted Fibre : DSF) et dans différentes fibres microstructurées avec une résolution spatiale de 10 m. La dépendance de ces modes à la variation du diamètre des fibres microstructurées a été mise en évidence, ce qui est une première. De plus, pour la première fois à notre connaissance, nous rapportons des spectrogrammes de phase en réflectométrie Brillouin. Contrairement au BOTDR, la résolution en fréquence dépend uniquement du pas de balayage du synthétiseur et la résolution spatiale numérique est divisée par deux.

4.1 L'analyse Brillouin (BOTDA)

La technique d'analyse Brillouin dans le domaine temporel est une méthode de type pompe-sonde très bien adaptée aux mesures réparties de température et de déformation dans les fibres optiques [3, 4]. Elle implique un transfert de puissance entre deux ondes optiques grâce à la diffusion Brillouin stimulée. Une impulsion optique excite les ondes acoustiques (diffusion Brillouin stimulée) dans le milieu à étudier, tandis qu'une sonde continue balayée en fréquence, permet par la mesure de la quantité de puissance transférée en fonction de la fréquence Brillouin, de reconstituer la courbe de gain Brillouin. La précision de la mesure de la fréquence Brillouin dépend du rapport signal sur bruit de la courbe de gain. L'information sur la position des paramètres mesurés le long de la fibre, est quant à elle obtenue par la technique classique du temps de vol.

4.1.1 Principe

Contrairement au BOTDR où l'on n'a accès qu'à une extrémité de la fibre, l'analyse Brillouin dans le domaine temporel nécessite l'utilisation des deux extrémités de la fibre [3–5]. On parle de la méthode contrapropagative et la configuration utilisée est dite "pompe-sonde".

Une onde pulsée est injectée sur une extrémité de la fibre tandis qu'une onde continue contrapropagative est envoyée sur l'autre extrémité [6]. Les deux ondes optiques vont interagir et lorsque la différence de fréquence entre elles, pénètre dans la zone de gain Brillouin de la fibre, l'onde optique continue est amplifiée au détriment de l'onde pulsée via la diffusion Brillouin stimulée. Ainsi, ce signal amplifié est-il récupéré à l'extrémité de la fibre et analysé en fonction du temps d'arrivée comme dans le cas de l'OTDR. En faisant progressivement varier la différence de fréquence entre les deux ondes optiques et en mesurant la puissance du signal continu, l'on obtient la courbe de gain Brillouin.

Grâce au BOTDA, **Koyamada** [7] a atteint une résolution de l'ordre du cm pour la mesure de la température et des déformations dans une fibre optique. Par opposition au BOTDR, le BOTDA utilise de faibles puissances lasers, garantissant ainsi un avantage en matière de sécurité laser et baissant le mélange à 4 ondes.

Il existe deux types de BOTDA, celui utilisant le gain Brillouin (figure 4.1) [4, 5] et l'autre (figure 4.2) se basant sur la déplétion de la pompe. Chaque type a ses forces et faiblesses comme nous le verrons dans la suite.

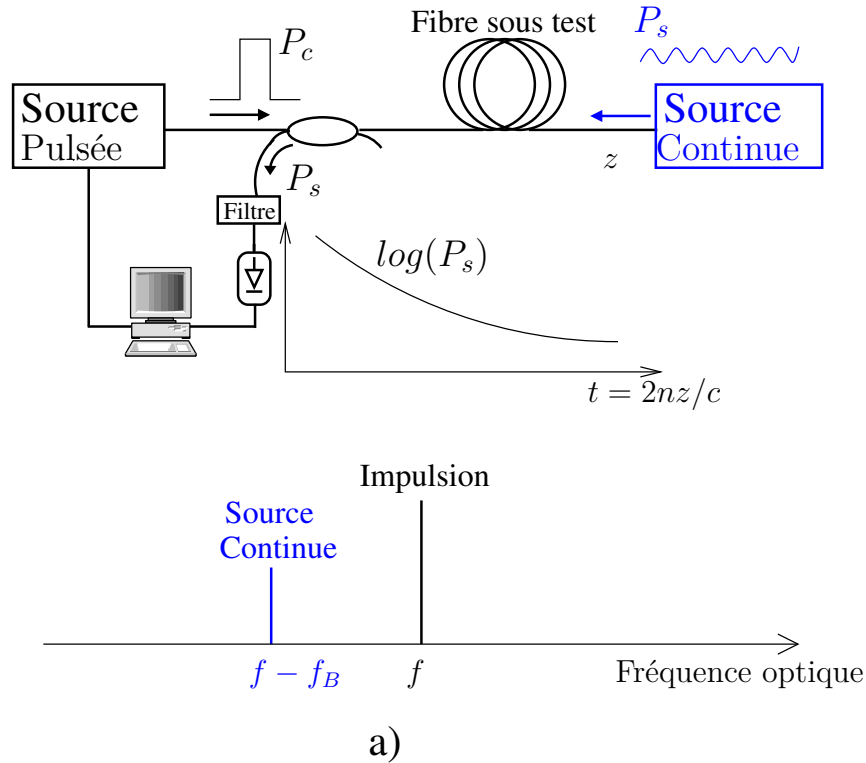


FIGURE 4.1 – Schéma de principe du BOTDA : amplification de la source continue. P_c désigne la puissance crête de l'impulsion, P_s la puissance de la source continue et f_B la fréquence Brillouin.

4.1.2 Différents types de BOTDA

4.1.2.1 Cas a) : BOTDA avec amplification de la sonde

Dans le premier type de BOTDA appelé BOTDA à gain en référence à la sonde (figure 4.1), la source laser qui génère les impulsions de puissance crête P_c et de fréquence optique f , est utilisée comme pompe en entrée de la fibre testée. Les impulsions peuvent également être générées par une source laser continue couplée à un modulateur électro-optique.

La seconde source, la sonde de puissance P_s , est continue et émet à une fréquence inférieure à f . Ainsi, la première source (à impulsions) joue le rôle d'amplificateur pour la seconde lorsque certaines conditions sont réunies en l'occurrence celles nécessaires pour l'interaction Brillouin. En effet, la première source, grâce à la puissance crête de ses impulsions, va créer une zone de gain Brillouin dans la fibre. Pour ce faire, les critères sur le choix de la fréquence de répétition (f_r) des impulsions et de la durée d'impulsion (τ) doivent respecter les mêmes conditions que celles énumérées aux pages 86 et 89.

Lorsque la fréquence de la sonde est comprise dans le spectre Brillouin dont la fréquence centrale est $f - f_B$ avec f_B la fréquence de décalage Brillouin, elle est amplifiée. Il a été démontré que l'amplification de la sonde est indépendante de la position le long de la fibre [6]. La pompe s'atténue alors au profit de la sonde qui s'amplifie. Grâce à la mesure de l'intensité de la sonde amplifiée en fonction du temps, l'on peut remonter à la distribution de l'interaction Brillouin le long de la fibre. La puissance du signal détecté peut être augmentée en élevant la puissance de la sonde. Mais, il existe une puissance maximale de la sonde à partir de laquelle la puissance mesurée reste invariante. L'un des avantages de ce type de configuration est que le signal à analyser possède une puissance optique suffisante, ce qui n'impose pas l'usage d'une photodiode de grande sensibilité. Cependant, la déplétion subie par la source pulsée lors de l'interaction Brillouin limite la distance maximale de fibre qui peut être sondée par cette technique.

4.1.2.2 Cas b) : BOTDA avec atténuation de la sonde

Par opposition au premier type de BOTDA, la figure 4.2 présente le BOTDA dans lequel la source pulsée s'amplifie au détriment de la source continue qui s'atténue. La fréquence de celle-ci (par exemple $f + f_B$) est supérieure à celle de la source pulsée.

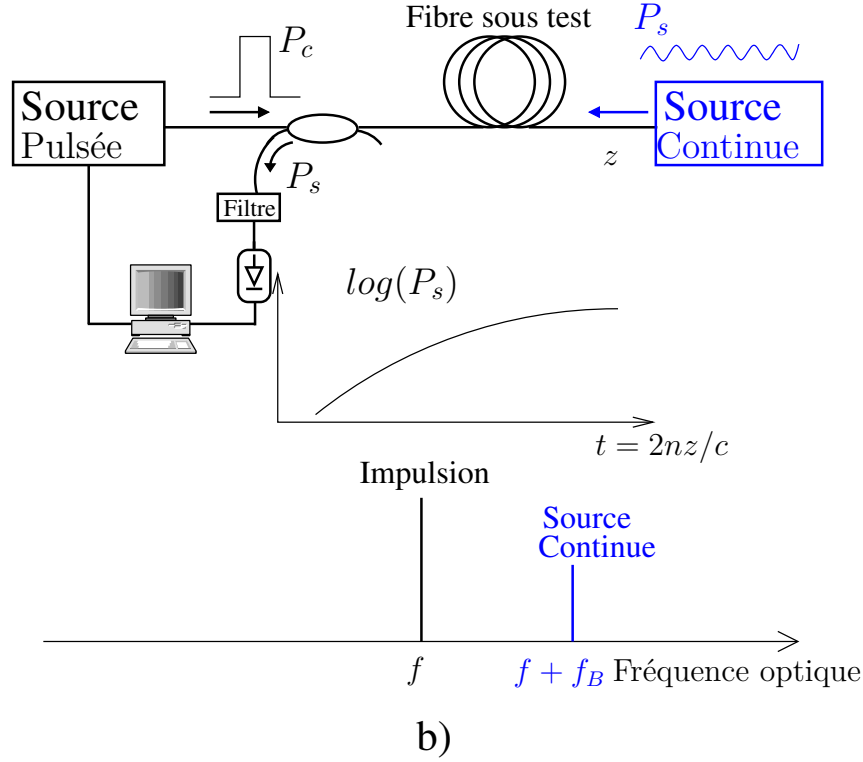


FIGURE 4.2 – Schéma de principe du BOTDA : atténuation de la source continue. P_c désigne la puissance crête de l'impulsion, P_s la puissance de la source continue et f_B la fréquence Brillouin.

La difficulté dans ce genre de configuration est qu'il faut utiliser une photodiode très sensible pour mesurer la sonde qui est atténuée. Toutefois, cette technique a permis de réaliser des mesures réparties sur des fibres de très grande longueur (32 km) [8].

Comme nous le verrons dans la suite, le montage que nous proposons, combine ces deux types de configuration.

4.2 BOTDA vectoriel

4.2.1 Principe de fonctionnement

Le principe du BOTDA reposant sur des mesures d'intensité de la sonde en fonction du temps, les mesures vont être limitées par la diffusion Rayleigh de l'impulsion et par toute sorte de bruits à basse fréquence liés notamment aux ondes guidées acoustiques. Cela donne un bruit intense capté par le détecteur, typiquement dans la bande des 0 - 1 GHz. Ces sources de bruit limitent la dynamique de l'instrument et rendent difficile (pour ne pas dire impossible) l'observation de résonances acoustiques d'ordres supérieurs. Or comme nous l'avons souligné précédemment, les modes de résonance acoustique d'ordres supérieurs sondent en partie la gaine de la fibre et pourraient à terme, donner des indications sur la structure transverse de cette fibre et ce, de façon répartie. Nous avons donc développé un BOTDA insensible à ces bruits basses fréquences.

La majorité des montages BOTDA utilise deux sources lasers distinctes, l'une générant la pompe en général le signal pulsé et l'autre générant la sonde qui est un signal continu. Les dérives de fréquences entre les lasers perturbent les mesures. Pour résoudre ce problème, des solutions utilisant une seule source laser ont été proposées. Par exemple, un système de translation de fréquence [9, 10] à partir d'une source laser modulée a été réalisé avec succès.

En abondant dans le même sens, notre BOTDA utilise une unique diode laser (figure 4.6). La nouveauté que nous apportons est la double modulation de phase. Le modulateur d'intensité traditionnellement utilisé dans les BOTDA pour générer des bandes latérales à ± 10 GHz permettant de balayer la zone de gain Brillouin est remplacé par un modulateur de phase (MP). Il est piloté par deux fréquences : l'une F_{sweep} que nous appellerons la fréquence de balayage et l'autre LO , la fréquence de l'oscillateur local.

La fréquence de balayage, F_{sweep} , est accordée typiquement de 8 GHz à 9 GHz et est balayée par pas de 1 MHz afin de reconstruire la courbe de gain Brillouin. Sa puissance est ajustée pour minimiser celle de l'onde optique à la fréquence f de la porteuse (figure 4.4). La fréquence de l'oscillateur local, LO , est fixée arbitrairement à 2 GHz et sa puissance choisie 10 dB en deçà de celle de F_{sweep} ; ainsi le signal de fréquence LO peut être considéré comme une petite perturbation. Ces deux ondes micro-ondes sont d'abord additionnées avant de moduler la phase de l'onde optique provenant de la DFB.

Nous retrouvons donc à la sortie de l'additionneur (figure 4.3), deux ondes différentes de fréquences LO (2 GHz) et F_{sweep} (8 - 9) GHz.

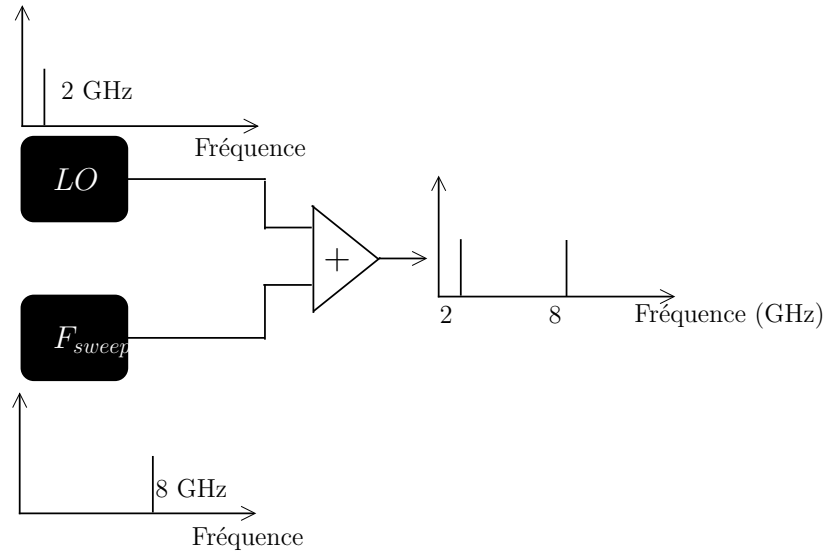


FIGURE 4.3 – Addition des deux fréquences de pilotage du modulateur de phase.

Elles vont ensuite moduler chacune, la phase de l'onde optique provenant de la DFB en donnant lieu au spectre de la figure 4.4. L'atout principal de cette technique de double modulation de phase repose sur le fait qu'il n'y a pas de modulation d'intensité à la fréquence LO en sortie du modulateur de phase. En fait, le signal de battement entre les ondes optiques de fréquences $(f + F_{sweep})$ et $(f + F_{sweep} + LO)$ est compensé par celui entre celles de fréquences $(f + F_{sweep})$ et $(f + F_{sweep} - LO)$ car ils sont en opposition de phase.

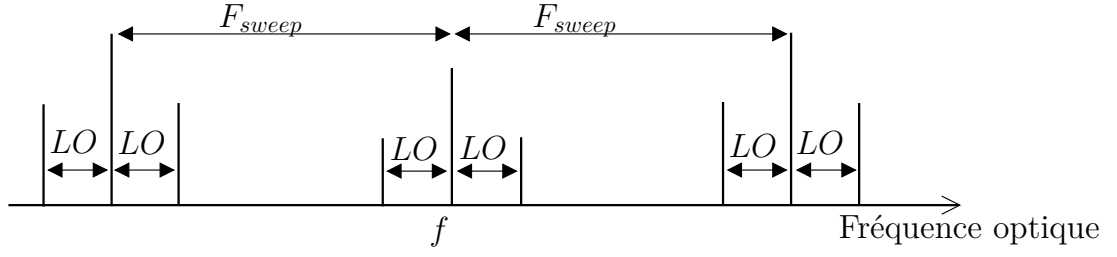


FIGURE 4.4 – Spectre obtenu après la double modulation de phase. Rappelons qu’il existe également des harmoniques à $\pm 2LO$, $\pm 3LO$, ... et $\pm 2F_{sweep}$, $\pm 2F_{sweep}$, ... dont l’amplitude est faible pour un indice de modulation faible.

Ainsi, en faisant varier F_{sweep} donc aussi $f + F_{sweep}$, les ondes optiques de fréquences $f - F_{sweep} - LO$ ($f + F_{sweep} + LO$) parcourent le spectre de gain Brillouin dans sa zone de gain (ou de déplétion). Pour des intensités fixes de l’onde optique et des deux fréquences de pilotage du modulateur, les quatre ondes optiques à savoir $f - (F_{sweep} - LO)$ et $f - (F_{sweep} + LO)$ pour la zone de gain et $f + (F_{sweep} - LO)$ et $f + (F_{sweep} + LO)$ pour la zone de déplétion, sont d’intensités constantes.

Lorsque l’onde de fréquence $f - (F_{sweep} + LO)$ correspondant à l’onde Brillouin Stokes (paragraphe 2.2.2.1), pénètre la zone de gain, elle est amplifiée tandis que celle à la fréquence $f + (F_{sweep} + LO)$ est atténuée puisqu’elle correspond à la composante anti-Stokes. Cela est illustré (figure 4.5) et (figure 4.6) où le spectre présenté montre un décalage par rapport à la fréquence f .

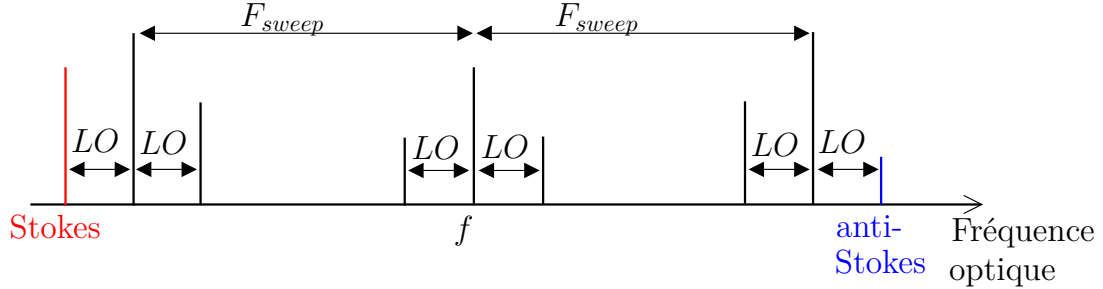


FIGURE 4.5 – Spectre optique lors de l’interaction Brillouin.

Il apparaît alors un battement (en intensité) aux fréquences LO , $2 LO$, F_{sweep} , $F_{sweep} + LO$, ... enregistrées par un oscilloscope rapide. Lorsque la fréquence $f - (F_{sweep} + LO)$ traverse la zone de gain Brillouin, l’intensité de chacune des ondes aux fréquences de battement est modulée. Ces ondes sont envoyées sur l’une des extrémités de la fibre à tester et interagissent dans la fibre avec l’onde pulsée qui la pénètre par la seconde extrémité. Le spectre représenté (figure 4.5) illustre bien le fait qu’aussi bien les ondes continues de fréquences supérieures à celle de l’onde pulsée (cas du BOTDA avec atténuation de la sonde) que les ondes continues de fréquences inférieures à celle de l’onde pulsée (cas du BOTDA avec amplification de la sonde) participent à cette interaction : notre montage combine donc les deux types de BOTDA.

Rappelons que les contributions pour le battement, des fréquences optiques symétriques par rapport à f s’additionnent. En choisissant par exemple de ne s’intéresser qu’au

signal de fréquence LO en utilisant une photodiode de 5 GHz de bande passante et un oscilloscope très rapide (dont la bande passante est supérieure à 4 GHz), l'on suit l'évolution de la puissance de l'onde Stokes en fonction de sa fréquence et du temps pour reconstituer le gain Brillouin autour d'une valeur donnée de $F_{sweep} + LO$. Ce procédé offre plusieurs avantages.

Ceci est intéressant car la valeur de LO est choisie en dehors de la bande 0 - 1 GHz où il y a beaucoup de bruits.

4.2.2 Dispositifs expérimentaux

Le montage expérimental que nous avons proposé, est schématisé (figure 4.6).

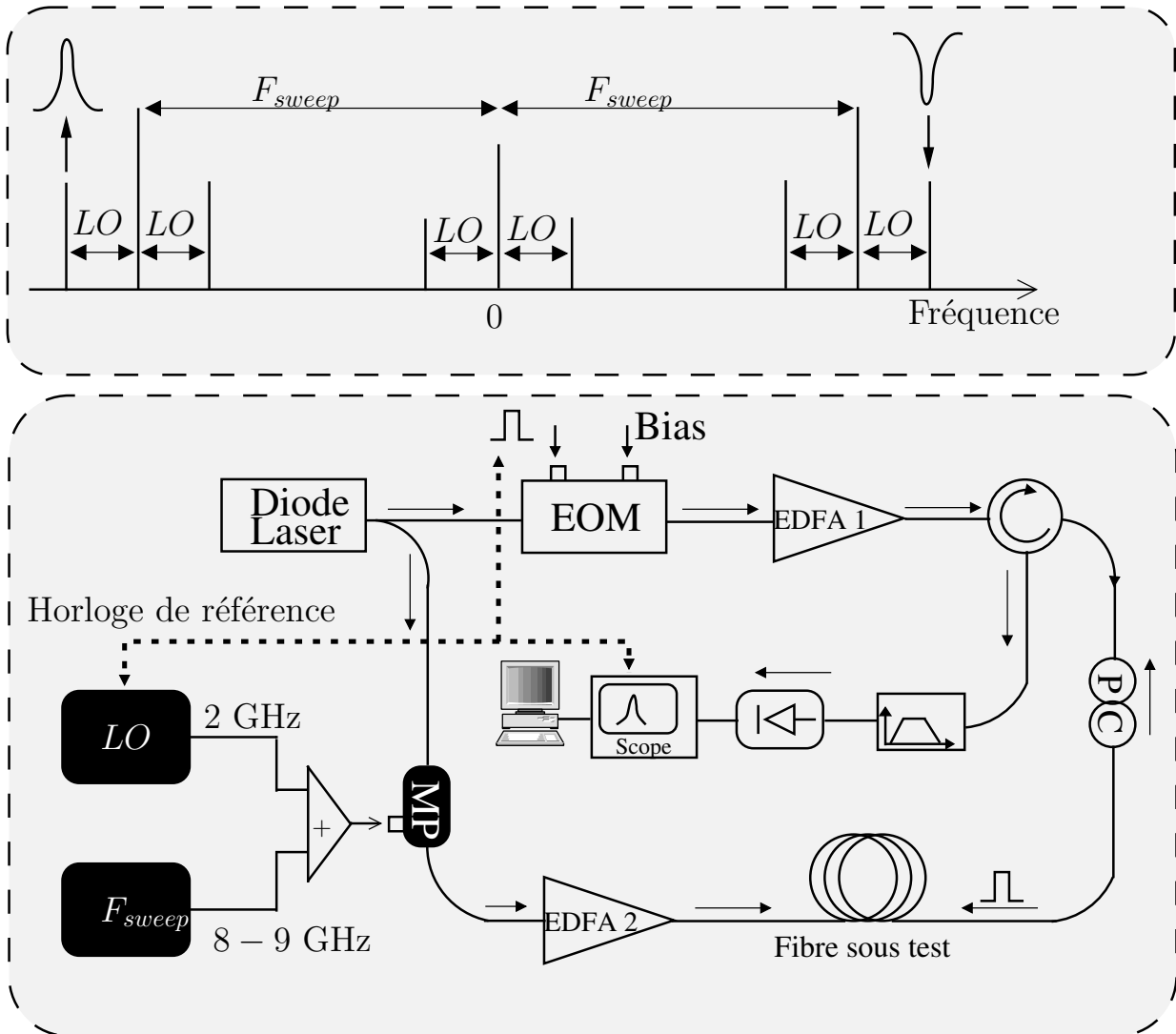


FIGURE 4.6 – Schéma du montage du BOTDA. : Principe du BOTDA vectoriel. Le modulateur de phase (MP) est piloté par deux fréquences : F_{sweep} et LO . F_{sweep} est balayée entre 8 GHz et 9 GHz, tandis que la fréquence de l'oscillateur local LO est fixée à 2 GHz. La bande passante du filtre passe-bande est de 120 GHz. Diagramme du haut : représentation schématique des composantes spectrales générées par le modulateur de phase.

La diode laser (DFB) est la même que celle utilisée pour le BOTDR, et fournit une

puissance de 50 mW. Le signal est ensuite divisé en deux parties, l'une générant la pompe pulsée et l'autre la sonde continue. Le BOTDA vectoriel que nous avons développé utilise le même principe de base que le BOTDA standard [11].

Pour obtenir la pompe, l'onde continue en sortie de la DFB est pulsée par le modulateur électro-optique à une fréquence de 1 kHz. Avant de traverser le circulateur, l'onde pulsée est amplifiée par un premier amplificateur optique (EDFA 1) d'une puissance crête de 4 W pour des impulsions de 100 ns. Ensuite, grâce à l'utilisation du contrôleur de polarisation, l'interaction Brillouin est optimisée.

Parallèlement, la deuxième partie du signal de la DFB est envoyée sur le modulateur de phase (MP). Elle sera modulée par les deux ondes micro-ondes de fréquences LO et F_{sweep} , ce qui donne un spectre semblable à celui à la figure 4.5.

Les ondes optiques représentées (figure 4.5) sont amplifiées par un second amplificateur optique (EDFA 2) dont la puissance est comprise entre 1 mW et 10 mW. Le dispositif "pompe-sonde" est ainsi réalisé. D'un côté, l'extrémité de la fibre est attaquée par une onde pulsée et de l'autre par une onde continue.

Il est possible de filtrer l'onde Rayleigh au moyen d'un réseau de Bragg ou d'un interféromètre mais leur dépendance à la température et aux vibrations en fait de mauvaises solutions. En outre, la lumière lors de sa propagation dans une fibre optique pourrait créer un important bruit d'intensité et de phase entre 0 et 1 GHz, aussi bien dans le sens de la propagation que dans le sens contrapropagatif [12].

Ce bruit blanc, à cause de sa large bande spectrale couplée au fait qu'il n'est pas périodique, fait qu'il est difficile de le filtrer optiquement surtout quand il accompagne la sonde. De plus, en essayant de filtrer les perturbations à basses fréquences de façon optique, on peut également supprimer les modes acoustiques longitudinaux d'ordres élevés, en se privant ainsi de leur intérêt [13, 14].

En dépit de ces précautions, l'on filtre optiquement le signal utile à cause de l'émission spontanée des amplificateurs optiques. En effet, les amplificateurs dopés à l'Erbium ont également une émission spontanée amplifiée (Amplified Spontaneous Emission : ASE) à 1550 nm. La largeur spectrale de l'ASE est d'environ 3 THz. C'est pour cela que nous utilisons dans notre dispositif expérimental un filtre optique passe-bande dont la bande passante est de 120 GHz.

Après le filtrage optique, le signal est ensuite envoyé sur une photodiode suivie d'un oscilloscope.

Pour assurer une stabilité et une reproductibilité de la phase de référence initiale, l'horloge d'échantillonnage de l'oscilloscope, le synthétiseur du signal de fréquence LO , ainsi que le générateur d'impulsions sont tous verrouillés à la même horloge de référence de 10 MHz.

Contrairement aux modes acoustiques guidés (Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering : GAWBS) de fréquences comprises entre 0 et 1 GHz [15], les modes acoustiques longitudinaux d'ordres élevés sont rétrodiffusés et stimulés, ce qui permet de les observer au BOTDA. Pour $\lambda = 1550$ nm, leurs fréquences comprises entre 9 GHz et 12 GHz sont voisines de celle de l'onde Brillouin. Bien que leurs fréquences soient élevées, le battement de ces ondes entre elles, donne lieu à des ondes de fréquences de l'ordre de quelques centaines de MHz correspondant à leur espacement dans le spectre des fréquences. Ce qui constitue également une source de bruit pour une détection de l'onde Stokes Brillouin pour un BOTDA standard. Ces modes ont été observés dans des fibres à cristaux photoniques [2]. Leurs fréquences dépendent des paramètres géométriques de la fibre parce que ces modes sondent partiellement la structure de la gaine [1].

Avec notre montage, nous pouvons mesurer distinctement ces modes. Ce dispositif original ainsi que les résultats obtenus ont fait l'objet d'une publication [16].

4.2.3 Analyse de données

L'analyse de données se fait autrement que dans le cas du BOTDR. Dans le BOTDR, le signal à traiter comporte toutes les fréquences Brillouin (fondamental et d'ordres supérieurs) et nous faisons une transformée de Fourier par morceaux.

Ici dans le BOTDA, à chaque couple de fréquences (F_{sweep} et LO), nous recherchons après détection et filtrage le signal électrique de fréquence LO . Ce dernier représente l'onde Stokes Brillouin de fréquence $(f - F_{sweep} - LO)$ s'il y a eu amplification. Ainsi, après la transformée de Fourier par morceaux, nous ne gardons que le signal de fréquence LO . Par conséquent, la résolution en fréquence (δf) de nos mesures est simplement égale au pas de balayage du synthétiseur du signal de fréquence LO .

Quant à la résolution spatiale théorique, elle est toujours donnée par l'équation (3.2) :

$$\Delta z = \frac{c}{n} \frac{\tau}{2} \quad (4.1)$$

La résolution spatiale numérique est donnée par :

$$\Delta z_{num} = \frac{Nfft}{F_s} \cdot \frac{c}{n} \quad (4.2)$$

La démodulation se déroule comme suit.

Le signal à la fréquence de 2 GHz envoyé à l'oscilloscope, est découpé en segments contenant chacun $Nfft$ échantillons. Afin d'optimiser la résolution, chaque segment possède 50% de recouvrement (paragraphe 3.2.3.2) avec le segment qui le précède. Après avoir appliqué une fenêtre de Blackman, la puissance et la phase relatives à la fréquence $LO = 2$ GHz sont calculées pour chaque segment en utilisant la transformée de Fourier (TF).

Nous arrivons à remonter aux fréquences acoustiques présentes dans la fibre en calculant la phase du signal détecté en procédant comme suit :

Transformée de Fourier

↓

Nombre complexe : $Ae^{i\varphi}$

- $A^2 \Rightarrow$ Spectrogramme d'intensité
- $\varphi \Rightarrow$ Spectrogramme de phase

Nous utilisons de ce fait le terme BOTDA vectoriel. Rappelons que des mesures vectorielles de la DBS avaient été réalisées en mode continu au moyen d'un analyseur vectoriel de réseau [17].

La valeur de la phase est comprise dans l'intervalle $[-\pi, +\pi]$ avec des discontinuités liées aux ruptures de phase. Pour supprimer ces discontinuités, un algorithme de lissage de phase ("unwrapping") est utilisé. La phase devient une distribution continue.

Par une technique de démodulation numérique d'amplitude, on remonte à la distribution de gain Brillouin avec une très grande immunité aux bruits qui détériorent habituellement les mesures par BOTDA.

4.2.4 Résultats expérimentaux

Des mesures réparties des fréquences de décalage de deux modes Brillouin ont été réalisées au réflectomètre Brillouin [18] mais aucun spectrogramme n'avait été rapporté.

Les spectrogrammes que nous rapportons ont été obtenus après trente minutes d'acquisition de données. Ce temps est limité par la vitesse de transfert des données de l'oscilloscope vers l'ordinateur. Une partie des mesures a été réalisée sur 300 m de fibre à dispersion décalée (DSF), mesures qui sont moyennées 64 fois.

Comme on l'avait souligné pour le BOTDR, la DSF présente plusieurs modes longitudinaux acoustiques [12, 18] en raison de sa structure particulière. Le spectrogramme d'intensité observé est représenté (figure 4.7). La durée d'impulsion est de 100 ns soit une résolution spatiale de 10 m. Avec une fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope de 20 GS/s (20 milliards d'échantillons par seconde), 64 échantillons par segment ($Nfft = 64$) et un recouvrement de 50% entre deux segments successifs, la résolution spatiale numérique est de $\frac{Nfft/2}{F_s} \cdot \frac{c}{n}$ soit **32 cm**. Le spectrogramme de phase correspondant est représenté (figure 4.8). Outre l'onde Stokes Brillouin standard dont la fréquence est environ 10,52 GHz, trois autres modes d'ordres élevés sont visibles sur les deux spectrogrammes. Toutefois, ils sont plus faciles à distinguer sur le spectrogramme de phase (figure 4.8).

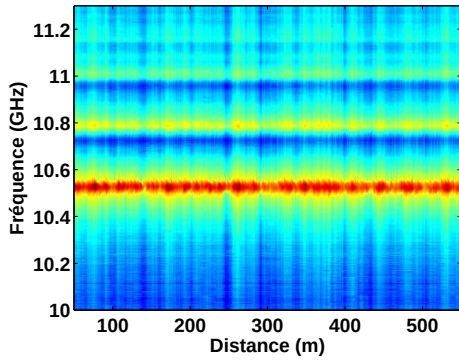


FIGURE 4.7 – Spectrogramme d'intensité obtenu sur une fibre DSF de 300 m de longueur. La durée d'impulsion est de 100 ns et les mesures sont moyennées 64 fois.

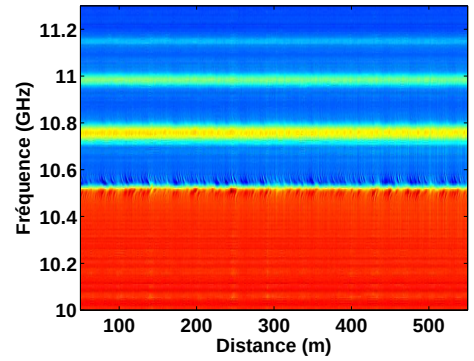


FIGURE 4.8 – Spectrogramme de phase obtenu sur une fibre DSF de 300 m de longueur. La durée d'impulsion est de 100 ns et les mesures sont moyennées 64 fois.

En refaisant les mêmes mesures, cette fois-ci sur une fibre SMF, nous n'observons que le mode fondamental Brillouin (figures 4.9 et 4.10) à la fréquence de 10,87 GHz. Cela confirme que les autres modes observés sur la DSF sont caractéristiques de sa structure.

Pour mettre en évidence l'utilisation de ce BOTDA vectoriel dans des applications de type "capteurs", une section de 50 m de la DSF après la première centaine de mètres, a été chauffée à une température de 50°C. Le saut en fréquence au niveau de la section chauffée est clairement visible (figure 4.11) et prouve que l'outil que représente le BOTDA vectoriel, est adapté pour des applications de capteurs de température. Le coefficient de décalage en fréquence mesuré pour le mode Brillouin fondamental a une valeur typique

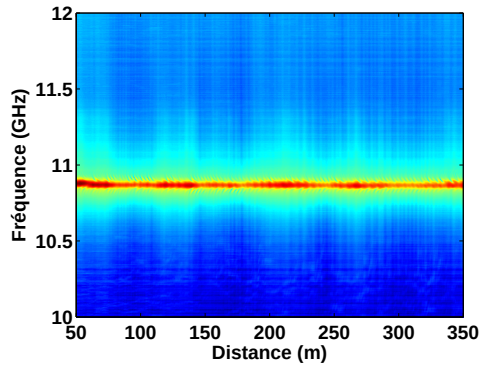


FIGURE 4.9 – Spectrogramme d'intensité obtenu sur une fibre SMF. La durée d'impulsion est de 100 ns et les mesures sont moyennées 64 fois.

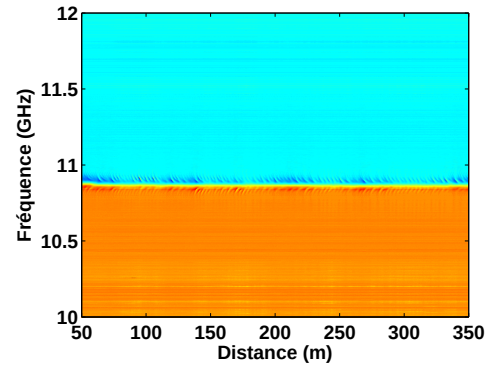


FIGURE 4.10 – Spectrogramme de phase obtenu sur une fibre SMF. La durée d'impulsion est de 100 ns et les mesures sont moyennées 64 fois.

de $0,88 \pm 0,05$ MHz/°C.

La figure de droite (figure 4.11) reproduit le spectrogramme de phase qui a été acquis simultanément. Cela donne un aperçu complémentaire. Par exemple, le mode de résonance à la fréquence de 11,15 GHz, à peine visible sur le spectrogramme d'intensité, est bien identifiable sur celui de la phase. Les traces sont également plus régulières. Contrairement aux modes représentés sur le spectrogramme de l'intensité et donc perturbés par les variations d'amplitude, ceux obtenus via la phase ne le sont pas. Cette stabilité offerte par le spectrogramme de phase peut être exploitée pour une meilleure et précise localisation spatio-fréquentielle des modes.

Par ailleurs, les spectrogrammes de phase pourraient être utilisés pour l'analyse du bruit de phase ou dans des applications nécessitant la reconstruction temporelle.

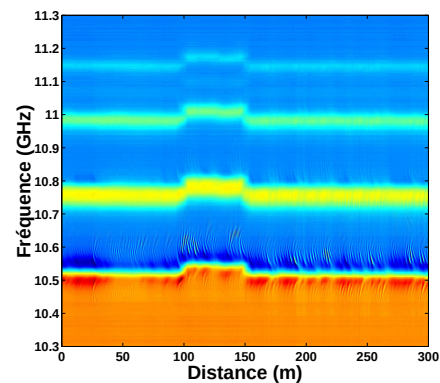
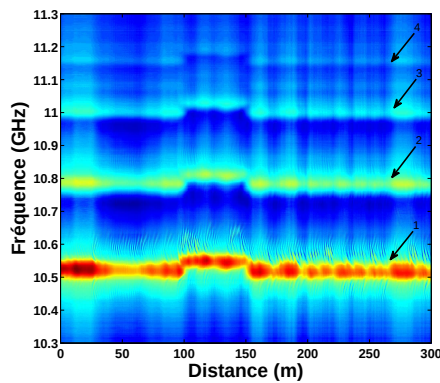


FIGURE 4.11 – Figure de gauche : Spectrogramme d'intensité pour une section de 300 m de DSF. La durée d'impulsion est de 100 ns (10 m de résolution spatiale). Bien qu'ils soient moins intenses que le mode Brillouin fondamental (marqué "1"), les modes d'ordres supérieurs sont visibles (marqués "2" à "4"). Figure de droite : Spectrogramme de phase acquis simultanément. En plus du mode fondamental autour de 10,52 GHz, 3 autres modes longitudinaux d'ordres supérieurs sont aussi observés.

La figure 4.12a) donne les résultats obtenus sur une fibre DSF. Il compare des extraits des deux spectrogrammes (d'intensité et de phase) mesurés à la même position (à 20 m de l'entrée de la fibre). La figure en couleur rouge est déduite du spectrogramme de phase tandis que celle en noir est extraite du spectrogramme d'intensité.

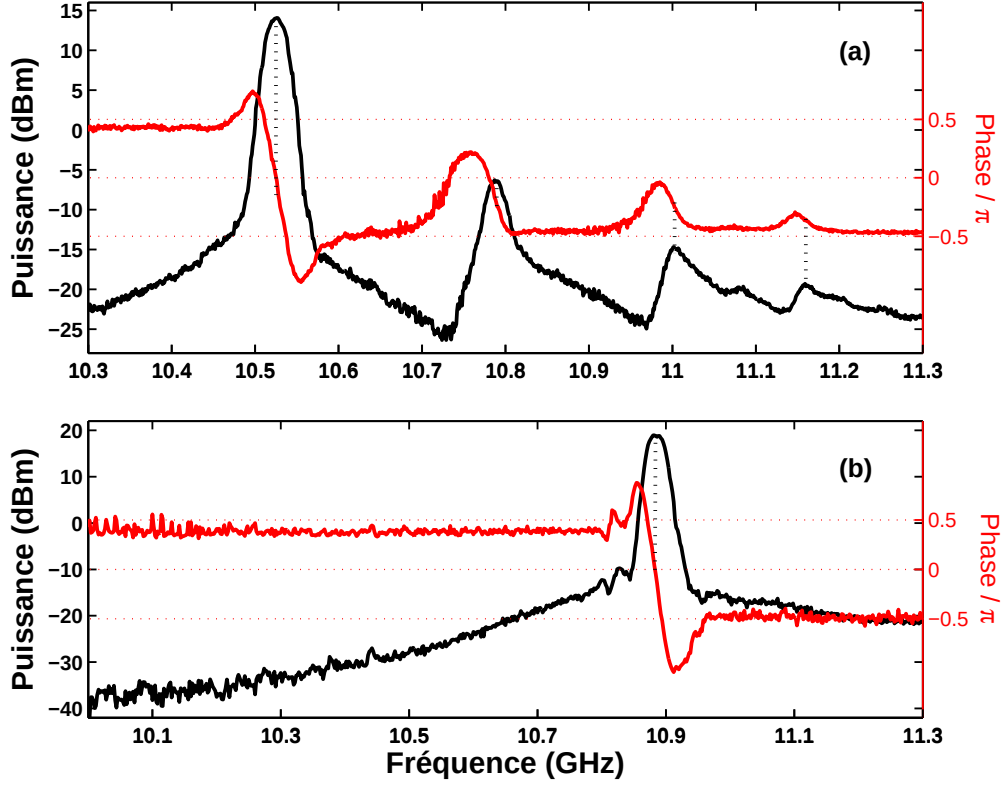


FIGURE 4.12 – (a) Sections des spectrogrammes d'intensité et de phase au même point (à environ 20 m) dans une fibre DSF. La phase (représentée en rouge) subit un saut de π pour le mode fondamental à 10,52 GHz. (b) Même observation pour la section transverse d'une fibre optique standard SMF. Dans ce cas, la dynamique atteint 57 dB.

Les deux figures illustrent la mesure du spectre de la section transverse de la DSF. On remarque que les deux spectres (en noir et rouge) se superposent parfaitement. En effet, les fréquences des maxima de la courbe en noir (déduite du spectrogramme d'intensité) correspondent aux points d'inflexion de la courbe en rouge (déduite du spectrogramme de phase), le premier maximum correspondant à une phase nulle. De plus, le spectre (en rouge) déduit du spectrogramme de phase révèle un saut de phase de π à la fréquence de 10,52 GHz correspondant au mode fondamental Brillouin : la relation de Kramers-Kronig est donc vérifiée.

Les mêmes mesures sont reprises (figure 4.12b), cette fois-ci dans une fibre optique standard (SMF). La dynamique atteint les 57 dB. Notre système est principalement basé sur la transformation de la modulation de phase en modulation d'amplitude grâce au déséquilibre amplification/atténuation des bandes latérales. Toutefois, la dispersion conventionnelle dans une fibre pouvant aussi conduire à la conversion modulation de

phase/modulation d'amplitude, il faut veiller à utiliser une fibre peu dispersive ou de longueur limitée. Pour nos paramètres et pour une fibre SMF avec une dispersion de 16 ps/nm/km, les 57 dB de dynamique trouveront leur limite au-delà de 2 à 3 km. Pour une plus longue fibre, l'on devrait réduire LO . Grâce à des acquisitions supplémentaires sur cette SMF, la résolution spatiale numérique a été améliorée jusqu'à 4 cm ($Nfft = 8$). A cette résolution numérique impressionnante, une dynamique de 52 dB est encore obtenue. Nous avons également mesuré des dynamiques de 51 dB et 46 dB respectivement pour des impulsions de 50 ns et 30 ns.

Il est intéressant de pouvoir mesurer des spectrogrammes avec des résolutions spatiales numériques aussi bonnes que 4 cm. A l'heure actuelle, la résolution spatiale du BOTDA vectoriel se trouve limitée par la durée de l'impulsion ou par la durée de vie des phonons acoustiques. Il s'agit d'un problème bien connu auquel différentes recherches se sont intéressées. Il y a entre autres, des techniques de la double impulsion [19], de l'impulsion "grise" [20], de largeur d'impulsion différentielle [21] ou la méthode de reconstitution du profil de gain [22].

Comme le BOTDA vectoriel transfère l'information de distribution Brillouin à une fréquence élevée (par exemple 2 GHz), il est probable que les diverses techniques citées précédemment puissent lui être adaptées. Cela permettrait d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre du centimètre avec le BOTDA vectoriel.

Notre dispositif a l'avantage d'être polyvalent : il peut à la fois être un BOTDA comme un BOTDR, donc économique. Les améliorations apportées par rapport au BOTDR sont :

- amélioration de la dynamique,
- possibilité d'utilisation de faibles puissances optiques pour la pompe,
- meilleur contraste de couleur sur le spectrogramme de phase.

En résumé, nous avons mis au point un réflectomètre BOTDA vectoriel avec une très grande immunité au bruit à basses fréquences (0 - 1 GHz). La dynamique de l'instrument qui dépasse probablement les 57 dB nous permet de rapporter l'observation de plusieurs modes opto-acoustiques d'ordres supérieurs dans une fibre DSF. Comme ces modes sondent partiellement la gaine, ils peuvent à terme être utiles pour obtenir des informations sur la structure transverse des fibres pour des applications de caractérisation de fibres microstructurées, par exemple.

Enfin, nous rapportons les premiers spectrogrammes de phase jamais observés (à notre connaissance) en réflectométrie Brillouin.

En dépit des nombreux avantages qu'offre le BOTDA, quelques faiblesses subsistent. En effet, l'accès aux deux extrémités de la fibre à tester est obligatoire pour mettre en œuvre le BOTDA, or pour des fibres de très grandes longueurs, cela n'est pas facile. Outre l'utilisation de deux sources lasers (aux deux extrémités de la fibre), les fréquences optiques des deux sources doivent être séparées d'une valeur égale à la fréquence de décalage Brillouin : ainsi une légère variation sur la différence de fréquence entre les deux lasers conduit à des résultats erronés. Par ailleurs, si la fibre se casse, le BOTDA ne fonctionne plus contrairement au BOTDR qui fonctionne encore et indique l'endroit du problème.

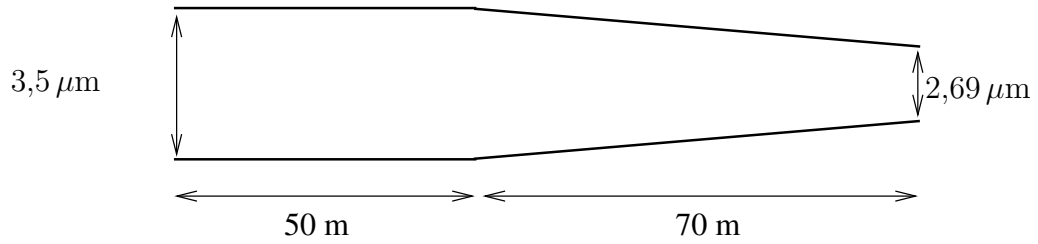


FIGURE 4.13 – Illustration de la variation de diamètre dans la PCF T711B.

4.3 Les applications

La première application du BOTDA vectoriel est sa bonne résolution spatiale numérique. En effet, de nombreuses recherches assez récentes concernent la réduction de la résolution spatiale théorique (réelle) avec des variantes de BOTDA dont le but est de surmonter l'obstacle que constitue la durée d'impulsion ($> 10 \text{ ns}$) pour utiliser l'effet Brillouin.

Ainsi, il est à présent possible d'obtenir des résolutions spatiales (réelles) centimétriques. Pour bénéficier des résultats intéressants de ces recherches, il est important que la résolution spatiale numérique puisse aussi être de l'ordre du cm : ce que nous offrons grâce à notre technique.

Les modes acoustiques transverses, les modes Brillouin d'ordres supérieurs et les modes hybrides en général sont caractéristiques de la structure transverse de la fibre. C'est pour cette raison que nous avons fait des mesures réparties de ces modes sur des fibres microstructurées à diamètre variable ; ce qui est une première (à notre connaissance).

4.3.1 Présentation de la PCF à diamètre variable

Il s'agit de la PCF T711B d'une longueur de 120 m dont le diamètre reste constant à $3,5 \mu\text{m}$ sur les 50 premiers mètres, puis varie linéairement de $3,5 \mu\text{m}$ à $2,69 \mu\text{m}$ sur les 70 mètres restants. Son atténuation est de 10 dB/km à 1550 nm. La figure 4.13 illustre la variation de diamètre.

Les images au MEB de la PCF T711B sont représentées aux figures 4.14 et 4.15.

4.3.2 Variation de la fréquence en fonction du diamètre

Afin d'étudier l'influence de la variation du diamètre de mode sur la fréquence Brillouin et/ou sur celle des modes Brillouin d'ordres supérieurs, nous avons réalisé des mesures de spectrogrammes d'intensité et de phase sur la PCF T711B.

Les résultats de mesures obtenus sur la PCF T711B sont présentés dans la suite.

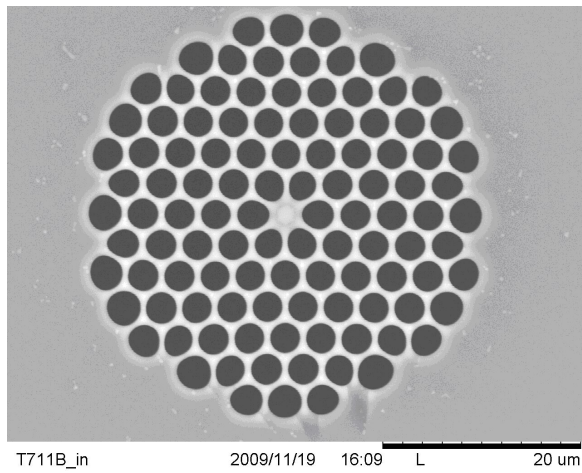


FIGURE 4.14 – L'image au MEB de l'extrémité de plus grand diamètre de la PCF T711B. Le diamètre initial est de $3,5\mu\text{m}$ et décroît linéairement.

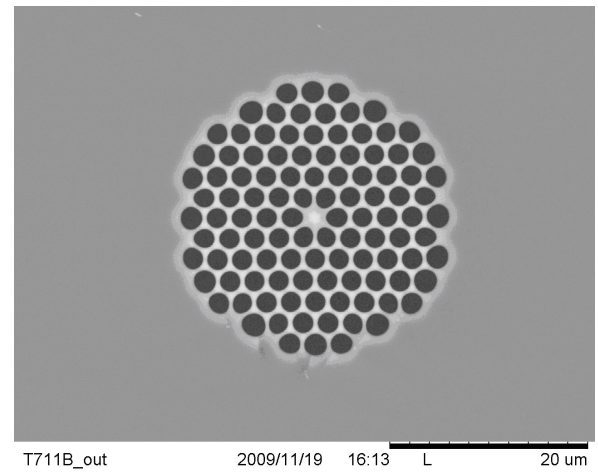


FIGURE 4.15 – L'image au MEB de l'extrémité de plus petit diamètre de la PCF T711B. Le diamètre est de $2\mu\text{m}$.

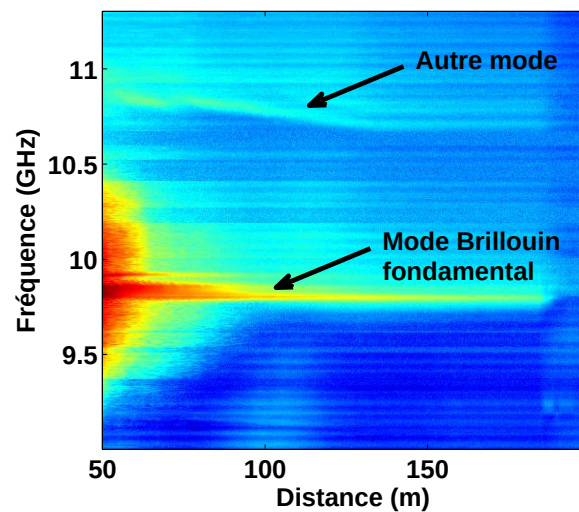


FIGURE 4.16 – Spectrogramme d'intensité obtenu sur la PCF T711B. La durée d'impulsion est de 100 ns et les mesures sont moyennées 64 fois.

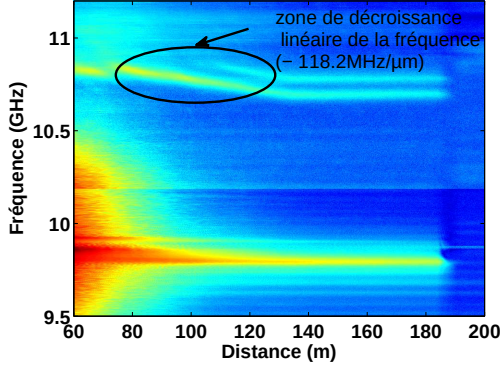


FIGURE 4.17 – Spectrogramme d'intensité obtenu sur la PCF T711B. La durée d'impulsion est de 100 ns et sa puissance crête est de 2,12 W. Les mesures sont moyennées 16 fois.

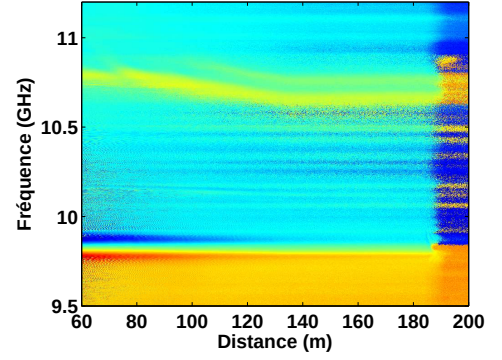


FIGURE 4.18 – Spectrogramme de phase obtenu sur la PCF T711B. La durée d'impulsion est de 100 ns et sa puissance crête est de 2,12 W. Les mesures sont moyennées 16 fois.

Nous constatons d'une part, qu'en plus du mode fondamental Brillouin à 9,8 GHz, d'autres modes sont présents à environ 10,8 GHz. D'autre part, la variation du diamètre de fibre se remarque sur ces modes. Elle est de -118,2 MHz/μm. Les figures 4.19 et 4.20 sont obtenues en faisant un agrandissement sur les spectrogrammes d'intensité et de phase dans la zone de 10 GHz à 11 GHz.

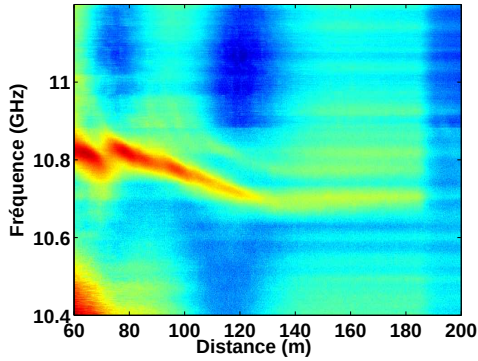


FIGURE 4.19 – Spectrogramme d'intensité obtenu en zoomant sur le second mode de la PCF T711B. La durée d'impulsion est de 100 ns et les mesures sont moyennées 64 fois.

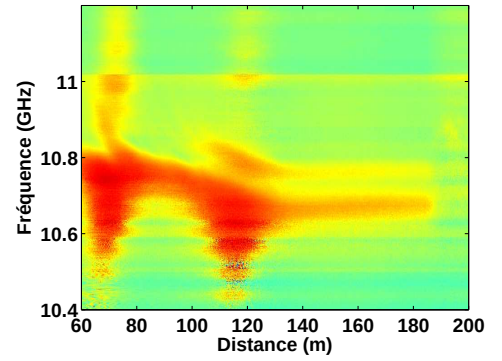


FIGURE 4.20 – Spectrogramme de phase obtenu sur le second mode de la PCF T711B. La durée d'impulsion est de 100 ns et les mesures sont moyennées 64 fois.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé et démontré un nouveau type de BOTDA grâce à une technique de double modulation de phase. Ce BOTDA vectoriel présente une grande immunité au bruit de phase et permet d'obtenir un spectrogramme de phase. Il

est très bien adapté aux situations complexes impliquant plusieurs modes de résonance acoustique à l'instar des modes acoustiques longitudinaux d'ordres supérieurs. Ce nouveau type de BOTDA a permis de caractériser avec précision les modes acoustiques présents dans une fibre à dispersion décalée (DSF) en mesurant leurs spectrogrammes d'intensité et de phase. Ce qui est une première.

Hormis le filtre passe-bande utilisé avant le bloc de détection pour supprimer l'émission spontanée amplifiée des amplificateurs optiques (EDFA), aucun autre filtrage optique n'a été nécessaire.

Une grande dynamique de 57 dB a également été atteinte avec des impulsions de 100 ns et une résolution spatiale numérique de 64 cm. Nous pensons que ce BOTDA vectoriel est un outil prometteur pour l'étude des modes acoustiques d'ordres élevés dans les fibres à cristaux photoniques avec d'intéressantes applications dans la caractérisation de la structure de ces fibres et que les mesures réalisées (figures 4.16 à 4.20) sur une PCF à diamètre variable en sont des exemples édifiants.

Bibliographie

- [1] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, “Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres,” *Nature Physics*, vol. 2, pp. 388–392, 2006.
- [2] L. Zou, X. Bao, and L. Chen, “Brillouin scattering spectrum in photonic crystal fiber with a partially germanium-doped core,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 21, pp. 2022–2024, 2003.
- [3] T. Horiguchi and M. Tateda, “BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction : Theory,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 8, pp. 1170–1176, 1989.
- [4] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, “A technique to measure distributed strain in optical fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, no. 5, pp. 352–354, 1990.
- [5] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, “22-km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 552–554, 1993.
- [6] T. Horiguchi and M. Tateda, “Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 8, pp. 408–410, 1989.
- [7] Y. Koyamada, “Proposal and simulation of double-pulse Brillouin optical time-domain analysis for measuring distributed strain and temperature with cm spatial resolution in km-long fiber,” *IEICE Trans. Commun.*, vol. E90-B, pp. 1810–1815, 2007.
- [8] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, “32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 18, pp. 1561–1563, 1993.
- [9] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, “Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1296–1302, 1995.
- [10] K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, and T. Kurashima, “Coherent self-heterodyne detection of spontaneously Brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 3, pp. 185–187, 1993.
- [11] S. Diaz, S. Foaleng-Mafang, M. Lopez-Amo, and L. Thévenaz, “A high-performance optical time-domain Brillouin distributed fiber sensor,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 8, no. 7, pp. 1268–1272, 2008.
- [12] M. Horowitz, A. Chraplyvy, R. Tkach, and J. Zyskind, “Broad-band transmitted intensity noise induced by Stokes and anti-Stokes Brillouin scattering in single-mode fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 124–126, 1997.
- [13] N. Shibata, K. Okamoto, and Y. Azuma, “Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO₂-doped-core single-mode fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, no. 6, pp. 1167–1174, 1989.
- [14] W. Zou, Z. He, M. Kishi, and K. Hotate, “Stimulated Brillouin scattering and its dependences on strain and temperature in a high-delta optical fiber with F-doped depressed inner cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 6, pp. 600–602, 2007.
- [15] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, G. Mélin, and V. Laude, “Guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 1, pp. 17–19, 2007.

- [16] M. Dossou, D. Bacquet, and P. Szriftgiser, “Vector Brillouin optical time-domain analyzer for high-order acoustic modes,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 22, pp. 3850–3852, 2010.
- [17] A. Loayssa, R. Hernández, D. Benito, and S. Galech, “Characterization of stimulated Brillouin scattering spectra by use of optical single-sideband modulation,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 6, pp. 638–640, 2004.
- [18] C. C. Lee, P. W. Chiang, and S. Chi, “Utilization of a dispersion-shifted fiber for simultaneous measurement of distributed strain and temperature through Brillouin frequency shift,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 10, pp. 1094–1096, 2001.
- [19] S. Cho, J. Lee, and I. Kwon, “Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical fiber sensor,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 18, pp. 4339–4346, 2004.
- [20] A. W. Brown, B. G. Colpitts, and K. Brown, “Dark-pulse Brillouin optical time-domain sensor with 20-mm spatial resolution,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 1, pp. 381–386, 2007.
- [21] W. Li, X. Bao, Y. Li, and L. Chen, “Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21 616–21 625, 2008.
- [22] T. Sperber, A. Eyal, M. Tur, and L. Thévenaz, “High spatial resolution distributed sensing in optical fibers by Brillouin gain-profile tracing,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 8, pp. 8671–8679, 2010.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Conclusion

Cette thèse a pour objectif d'étudier, de manières théorique et expérimentale, les modes de résonance acoustique dans les fibres microstructurées (PCF).

Résumer les travaux entrepris depuis trois ans déjà n'est pas toujours aisé. Cela est d'autant plus vrai que tous les aspects couverts dans le manuscrit, de la théorie à l'expérimentation, concernent des domaines variés.

Dans ce manuscrit, nous avons présenté les fibres optiques microstructurées ainsi que leurs principales propriétés en mettant l'accent sur les atouts qu'elles présentent par rapport aux fibres optiques conventionnelles. La famille des fibres optiques microstructurées utilisant le mécanisme de réflexion totale interne modifiée a retenu notre attention. Nous avons proposé une méthode permettant de vérifier a priori le caractère monomodal des fibres à cristaux photoniques en fonction de la longueur d'onde choisie. Après avoir présenté les fibres qui ont été utilisées dans cette thèse, les techniques d'épissures ont été passées en revue.

Une présentation des modes acoustiques dans les fibres optiques a été faite puis nous avons exposé les méthodes de calcul de leurs fréquences dans une fibre optique standard. Sous certaines conditions respectées par les fibres microstructurées que nous avons utilisées, les mêmes méthodes ont été utilisées pour prédire les fréquences des modes longitudinaux et torsio-radiaux dans les fibres microstructurées. En polarisation circulaire de l'onde optique, parmi les modes acoustiques transverses, seuls les modes radiaux sont excités. Grâce au montage en boucle non linéaire, nous avons observé les modes torsio-radiaux dans une fibre photonique à gros cœur.

Toutefois, nos résultats ont confirmé la thèse selon laquelle les modes acoustiques transverses diffusent l'onde optique incidente vers l'avant ("en forward"). Une des réponses qu'apporte ce manuscrit est la difficulté à mesurer les modes acoustiques transverses en rétrodiffusion. Il n'est pas possible, à ce jour, de réaliser des capteurs répartis à partir

de ces modes.

Nous avons ainsi consacré nos efforts à l'étude et à la mesure en réflectométrie des modes Brillouin d'ordres supérieurs ainsi que des modes hybrides. L'utilisation de la fibre à dispersion décalée (DSF) a été d'une importance capitale dans cette démarche. Des modes Brillouin d'ordres supérieurs ont été identifiés et mesurés aussi bien dans la DSF que dans les fibres microstructurées. Les mesures effectuées ont montré l'importance du bon choix de la durée d'impulsion.

En utilisant la réflectométrie Brillouin dans le domaine temporel, nous avons mesuré les spectrogrammes en intensité dans la DSF et des PCF. Ce qui nous a permis de déceler les limites de cette technique en présence d'un spectre Brillouin contenant différentes fréquences. Grâce à l'utilisation d'une technique d'hétérodynage à deux diodes, technique que nous avons développée, les modes Brillouin d'ordres supérieurs dans une fibre à dispersion décalée (DSF), ont été mesurés avec précision. Cette identification a été confirmée sur une fibre microstructurée de diamètre de cœur de $2\text{ }\mu\text{m}$ ouvrant ainsi la voie à l'exploration des modes hybrides dans les fibres microstructurées.

Malgré ces résultats et en dépit des performances de la réflectométrie Brillouin, il convient de souligner que cette dernière présente des faiblesses à l'instar de la forte puissance crête nécessaire. En outre, tous les modes de résonance acoustique présents dans la DSF n'avaient pas été correctement observés. C'est pour cette raison que l'analyse Brillouin a été étudiée et nous avons mis au point (pour la première fois à notre connaissance) grâce à une technique de double modulation de phase, un BOTDA *vectoriel* avec lequel les modes dans une fibre à diamètre variable ont été mesurés. Il a été constaté que les fréquences des modes acoustiques diminuent avec l'augmentation du diamètre de cœur avec un ordre grandeur d'environ $100\text{ MHz}/\mu\text{m}$ pour la PCF testée. Ce nouvel outil présente une grande immunité au bruit de phase. L'accès au spectrogramme de phase permet une analyse complémentaire dans les situations complexes où plusieurs modes de résonance sont excités.

Les résultats obtenus sur les PCF encouragent à poursuivre sur cette lancée pour mieux comprendre le lien entre leur structure transverse et les différents spectres mesurés.

Perspectives

De nombreuses pistes de recherche subsistent pour cette thématique. On peut :

- par une étude rigoureusement théorique, établir un modèle permettant de calculer le spectre des modes acoustiques dans une PCF quelle que soit sa structure,
- essayer d'autres formes d'impulsions (triangulaires, gaussiennes, arbitraires...) afin d'étudier la forme de l'impulsion lumineuse sur les spectres observés,
- essayer d'autres types de fibres photoniques en l'occurrence les fibres à bandes interdites photoniques qui n'ont pas été investiguées dans ce travail,
- utiliser une photodiode à asservissement pour automatiser le réglage du modulateur électro-optique dont la dérive induit des erreurs sur les résultats,

- pour la suite, utiliser l’algorithme génétique qui permettra à partir des propriétés voulues de la PCF de faire son design géométrique [1].

Bibliographie

- [1] F. Poletti, V. Finazzi, T. M. Monro, N. G. R. Broderick, V. Tse, and D. J. Richardson, “Inverse design and fabrication tolerances of ultraflattened dispersion holey fibers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 3728–3736, 2005.

LISTE DES PUBLICATIONS

Revue internationale avec comité de lecture

1. **Michel Dossou**, Denis Bacquet, and Pascal Szriftgiser, "Vector Brillouin optical time-domain analyzer for high-order acoustic modes", *Optics Letters (Optical Society of America - OSA)*, vol. 35, no. 22, pp. 3850-3852, 2010.

Conférence internationale avec actes et comités de lecture

2. **M. Dossou**, D. Bacquet, A. Goffin and P. Szriftgiser, "Observation of Cladding Brillouin Scattering (CBS) modes using backscattering technique", *Proc. Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter*, pp. 35-38, 2008.
3. **M. Dossou**, P. Szriftgiser and A. Goffin, "Theoretical study of Stimulated Brillouin Scattering (SBS) in polymer optical fibres", *Proc. Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter*, pp. 175-178, 2008.

Conférence nationale avec actes et comités de lecture

4. **Michel Dossou**, Denis Bacquet et Pascal Szriftgiser, "BOTDA vectoriel : une nouvelle technique d'analyse Brillouin appliquée aux modes de gaine hybrides", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Besançon 2010.
5. **Michel Dossou**, Denis Bacquet et Pascal Szriftgiser, "Développement d'un nouvel outil d'analyse Brillouin (BOTDA vectoriel)", *Colloque commun de la division de Physique Atomique et Moléculaire et Optique de la Société Française de Physique et des Journées de Spectroscopie Moléculaire (PAMO JSM)*, Paris 2010.
6. **M. Dossou**, D. Bacquet, M. Le Parquier, P. Szriftgiser, "Réflectométrie Brillouin basée sur les modes acoustiques guidés", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Lille 2009.

Vector Brillouin optical time-domain analyzer for high-order acoustic modes

Michel Dossou, Denis Bacquet, and Pascal Szriftgiser*

Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules, UMR CNRS 8523,
Université Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

*Corresponding author: Pascal.Szriftgiser@univ-lille1.fr

Received July 23, 2010; revised October 12, 2010; accepted October 20, 2010;
posted October 26, 2010 (Doc. ID 132207); published November 12, 2010

Thanks to a double-frequency phase modulation scheme, we report a vector Brillouin optical time-domain analyzer (BOTDA). This BOTDA has a high immunity level to noise, and it features a phase spectrogram capability. It is well suited for complex situations involving several acoustic resonances, such as high-order longitudinal modes. It has notably been used to characterize a dispersion-shifted fiber, allowing us to report spectrograms with multiple acoustic resonances. A very high 57 dB dynamic range is also reported for 100-ns-long pulses simultaneously with a 16 cm numerical resolution. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 290.5900, 060.2370, 120.5050.

The Brillouin optical time-domain analyzer (BOTDA) is a fundamental tool for distributed measurements in optical fibers. It is a stimulated Brillouin scattering (SBS) pump-probe technique in which the counterpropagating probe is frequency scanned through the Brillouin-Stokes line [1]. The pump is pulsed, and thanks to a probe intensity time of flight, a distributed measurement of the Brillouin gain spectrum (BGS) is recovered. Because the probe detection operates in a low-frequency range from dc to a few hundred megahertz, the difficulty of this method is to discriminate the SBS signal from other perturbations, such as the pump Rayleigh backscattered light and a wide variety of low-frequency noise. Of course the Rayleigh component might be filtered out with a Bragg grating or an interferometer, but these devices are temperature and vibration sensitive and require a continuous monitoring. Besides, the light propagating in an optical fiber might induce a significant backward and forward intensity and phase noise in the ~0–1 GHz range [2]. Because of its wide continuous spectral spread or nonperiodic distribution, this noise cannot simply be removed with an optical filter, especially if it is copropagating with the probe. On the other hand, higher-order longitudinal acoustic modes are of potential interest [3,4]. Contrary to the forward guided acoustic wave Brillouin scattering in the 0–1 GHz range [5], these backward modes are stimulated and could be observed with a BOTDA. Their frequency is close to the Stokes line, in the ~9–12 GHz range for 1550 nm light. If their absolute frequency is quite high, as they beat with the other, they will also lead to low-frequency oscillations determined by their frequency spacing, typically a few hundred megahertz. These modes have been observed in photonic crystal fibers [6]. As they partially probe the cladding structure, their frequencies are dependent on the geometric parameters of the fiber [7]. In the near future, they could allow us to go beyond traditional temperature and longitudinal strain sensing. Applications such as distributed diameter deviation sensing or transverse strain sensing could be considered.

In this Letter, we report a vector BOTDA (VBOTDA) that is insensitive to low-frequency noise, which results in a high dynamic range (DR). Let us mention that vector SBS measurements have been performed in the continu-

ous operating mode with a vector network analyzer [8]. In the context of distributed sensing, phase modulation has been implemented: the intensity pulse of the pump is replaced by a phase pulse for the purpose of spatial resolution enhancement [9]. With a Brillouin optical time-domain reflectometer, distributed measurements of the frequency shift of two peaks have been observed [10], but no spectrogram was reported. The VBOTDA principle is summarized in Fig. 1. The emission of a low-noise ~500 kHz FWHM [11] distributed-feedback (DFB) laser diode is split to generate a pulsed pump and a continuously modulated probe. The VBOTDA is very similar to a standard BOTDA [12] except that the intensity modulator that usually modulates the DFB in order to synthesize the probe is replaced by a phase modulator (PM). Additionally, this PM is driven by two frequencies instead

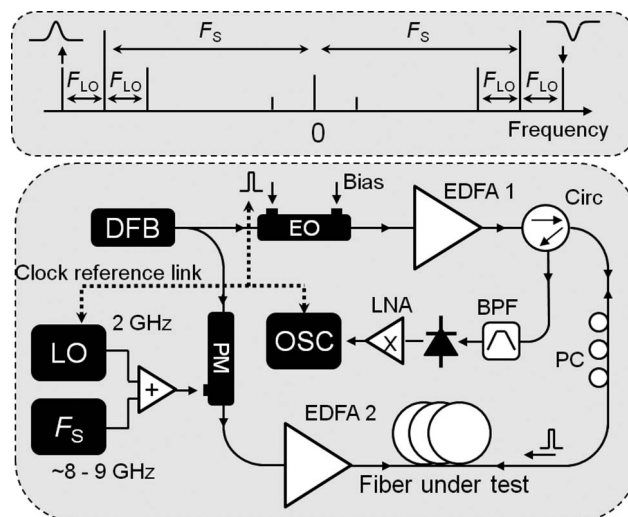


Fig. 1. Upper inset, double-frequency phase modulation principle (F_{LO} , local oscillator frequency; F_S , scanned frequency). Sidebands are created at $\pm F_{BGS} = \pm(F_S + F_{LO})$. When they enter the BGS resonance, they are either amplified or depleted. Lower inset, VBOTDA simplified representation (DFB, 1548 nm distributed-feedback laser diode; EO, intensity electro-optic modulator; EDFA1, ~4 W peak output power; EDFA2, 1–10 mW cw; LNA, middle power low-noise amplifier stage 25 dB gain, ~1 dB NF; Circ, circulator; OSC, oscilloscope; BPF, 120 GHz bandpass optical filter; PC, polarization controller).

of a single one. The first of these frequencies, the local oscillator (LO) is fixed at $F_{LO} = 2$ GHz. The second frequency, F_S , is scanned to reconstruct the distributed BGS. The F_S microwave power level is adjusted to minimize the carrier at $F = 0$. The LO power is set 10 dB below this level to be seen as a small perturbation. The probe spectrum is then compounded with sidebands at $\pm F_S$, $\pm(F_S - F_{LO})$, and $\pm F_{BGS} = \pm(F_S + F_{LO})$. The main interest of the phase modulation method is that no intensity modulation at F_{LO} is generated after the PM. Indeed, there is, for instance, a beat note between the probe components at F_S and $F_S + F_{LO}$, but this beat note is exactly counterbalanced by the beat note between the F_S and $F_S - F_{LO}$ components, which have an opposite phase. However, if F_S is tuned so that the sidebands $\pm F_{BGS}$ enter the BGS vicinity, the $-F_{BGS}$ sideband will be amplified while the $+F_{BGS}$ sideband will be depleted. The delicate phase modulation equilibrium is broken, which engenders an intensity beat note at the LO frequency. This signal can then be detected by the 5 GHz photodetector and the high-speed oscilloscope (>4 GHz bandwidth). Moreover, we have numerically checked that the contributions of the amplified and depleted sidebands both coherently contribute to the signal. The point is now to detect the amplitude of this F_{LO} intensity modulation as a time function to obtain the BGS distribution for a given F_{BGS} . This procedure has many advantages. First, the useful signal is transferred to a high-frequency carrier (2 GHz), a spectrum area both free of the intense low-frequency perturbations and far from the Stokes lines. Second, in addition to the microwave power (proportional to the SBS optical intensity), the phase time of flight of this wave might also be estimated to construct a phase spectrogram. The demodulation procedure is as follows. The 2 GHz signal logged with the oscilloscope is sliced into segments made of N_{FFT} consecutive samples. Each segment has a 50% overlap with the previous one to optimize the resolution. After the application of a Blackman window, the power and the relative phase at F_{LO} of each segment are calculated with a fast Fourier transform. To ensure a stable and reproducible initial phase reference, the LO generator, oscilloscope sampling clock, and pulse generator are all phase locked to the same 10 MHz clock reference. All the results presented in this Letter have been averaged 64 times.

A 300 m section of dispersion-shifted fiber (DSF) has been characterized. Because of its particular structure, the DSF displays several longitudinal acoustic resonances [2,10]. The experimentally observed intensity spectrogram is shown in Fig. 2. The pump pulse duration is 100 ns, i.e., a 10 m spatial resolution. With $N_{FFT} = 64$ and a 20 gigasamples/s oscilloscope sampling rate, the numerical resolution (NR) corresponds to 16 cm—a good compromise between the DR and the spectrogram rendering. In addition to the standard Stokes wave (labeled 1), three higher-order modes are visible. At around 100 m, a 50 m section of the fiber has been heated to 50 °C. A frequency step is clearly visible, which demonstrates that the VBOTDA is suitable for standard temperature sensing. For the main Stokes line, the temperature shift is 0.88 ± 0.05 MHz/°C—a standard value. The phase spectrogram is shown Fig. 3. It gives a different data insight. For instance, the highest resonance around 11.15 GHz

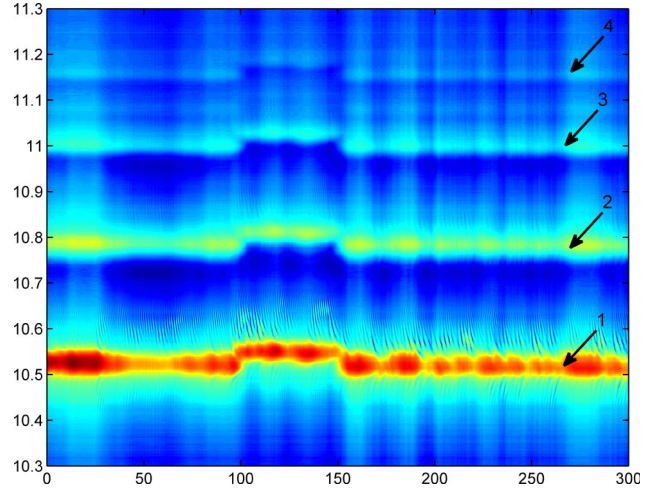


Fig. 2. (Color online) Intensity spectrogram of a DSF. Horizontal axis, distance in meters. Vertical axis, F_{BGS} (GHz), 1 MHz step. Although they are well below the main Stokes level (trace labeled 1), higher-order modes are clearly visible (labels 2 to 4). At 100 m, a 50 m section of fiber is heated to 50 °C.

is hardly visible on the intensity spectrogram, while it clearly appears in the phase spectrogram. The traces are also more regular. They are not subject to deep amplitude variations as is the case for the intensity ones. This stability could be exploited for precise maxima localization. Besides, phase spectrograms could also be employed for phase noise analysis or temporal reconstruction applications. Figure 4(a) displays a direct comparison of cross sections extracted from the two spectrograms at exactly the same spatial location. To show all the VBOTDA potential, Fig. 4(b) displays two similar cross sections obtained from the spectrograms of a standard single-mode fiber (SMF); the DR reaches 57 dB [13] (we have also measured 51 and 46 dB for 50 and 30 ns pulses, not shown Fig. 4).

With the SMF, we have performed acquisitions, down to $NR = 2$ cm [$(N_{FFT} = 8)$]. An impressive 52 dB DR is still observed. Checking that the VBOTDA behaves well with centimeter-level NR is a first step toward a high spatial resolution spectrometer, because the NR is an

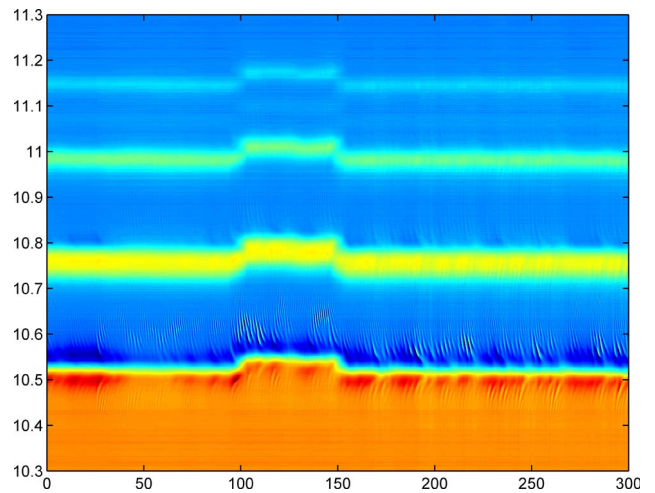


Fig. 3. (Color online) Experimental phase spectrogram of multiple acoustic resonances. In addition to the main Stokes lines around 10.52 GHz, three higher-order longitudinal modes are also well resolved. Horizontal axis, distance in meters. Vertical axis, frequency (GHz).

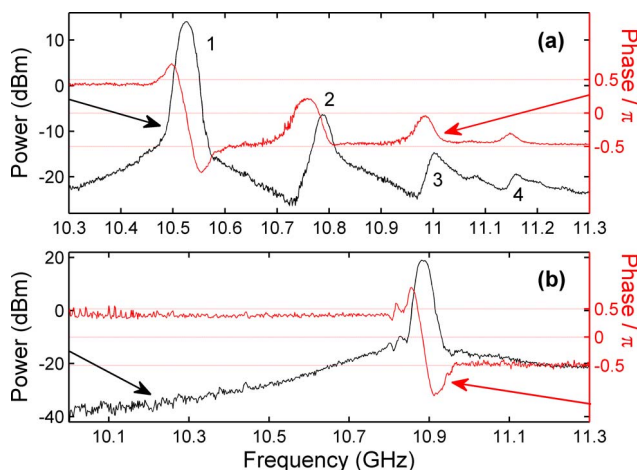


Fig. 4. (Color online) (a) Cross sections at the same spatial location (~ 20 m) of the Figs. 2 and 3 spectrograms. The phase (red solid curve) undergoes a π jump when crossing the main Stokes line. (b) The same for the two spectrograms of an SMF fiber.

ultimate limit for this apparatus. However, let us be reminded that presently, the VBOTDA resolution is still limited by the pulse duration or by the acoustic phonon lifetime. This is a well-known BOTDA limitation, and several strategies to overcome it have been successfully developed. They include the double-pulse [14], dark-pulse [15], differential pulse-width pair [16], and gain profile tracing [17] methods. As the VBOTDA transfers the BGS information to a high-frequency carrier, it is likely that most of these methods might be adapted to the VBOTDA. This would allow all the VBOTDA features with a centimeter level resolution, limited by the NR.

In summary, we have proposed and demonstrated a vector BOTDA scheme. No critical optical filtering is required. The only optical filter component that has been used is a broad stable 120 GHz bandpass filter to reject the erbium-doped fiber amplifier amplified spontaneous emission. Nevertheless, the VBOTDA is insensitive to low-frequency noise with up to 57 dB DR. This allowed us to report an intensity spectrogram with multiple longitudinal acoustic modes. A phase spectrogram has also been reported, for the first time to the best of our knowl-

edge, in Brillouin reflectometry. Finally, the VBOTDA seems to be a promising tool notably for the study of high-order acoustic modes in photonic crystal fibers with potential applications in structural characterization.

The authors acknowledge Arnaud Mussot and Stéphane Randoux for helpful discussions. This work was supported by the Ministry of Higher Education and Research, the Nord-Pas de Calais Regional Council, and Fonds Européen de Développement Régional through the Contrat de Projets Etat Region 2007-2013.

References and Notes

1. T. Horiguchi and M. Tateda, *Opt. Lett.* **14**, 408 (1989).
2. M. Horowitz, A. R. Chraplyvy, R. W. Tkach, and J. L. Zyskind, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 124 (1997).
3. N. Shibata, K. Okamoto, and Y. Azuma, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1167 (1989).
4. W. Zou, Z. He, M. Kishi, and K. Hotate, *Opt. Lett.* **32**, 600 (2007).
5. J. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, G. Mélin, and V. Laude, *Opt. Lett.* **32**, 17 (2007).
6. L. Zou, X. Bao, and L. Chen, *Opt. Lett.* **28**, 2222 (2003).
7. P. Dainese, P. St.J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, *Nat. Phys.* **2**, 388 (2006).
8. A. Loayssa, R. Hernández, D. Benito, and S. Galech, *Opt. Lett.* **29**, 638 (2004).
9. S. Foaleng-Mafang, J.-C. Beugnot, and L. Thévenaz, *Proc. SPIE* **7503**, 75032C (2009).
10. C. C. Lee, P. W. Chiang, and S. Chi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 1094 (2001).
11. F. Mihélic, D. Bacquet, J. Zemmouri, and P. Szriftgiser, *Opt. Lett.* **35**, 432 (2010).
12. S. Diaz, S. Foaleng Mafang, M. Lopez-Amo, and L. Thévenaz, *IEEE Sens. J.* **8**, 1268 (2008).
13. Because of PM to AM conversion, we estimate that for our parameters and an SMF with a 16 ps/nm/km dispersion, the 57 dB DR would probably be limited for fibers above 2 or 3 km. For a longer fiber, one should reduce F_{LO} .
14. S. Cho, J. Lee, and I. Kwon, *Opt. Express* **12**, 4339 (2004).
15. A. Brown, B. Colpitts, and K. Brown, *J. Lightwave Technol.* **25**, 381 (2007).
16. W. Li, X. Bao, Y. Li, and L. Chen, *Opt. Express* **16**, 21616 (2008).
17. T. Sperber, A. Eyal, M. Tur, and L. Thévenaz, *Opt. Express* **18**, 8671 (2010).

ABRÉVIATION : BIBLIOGRAPHIE

Abréviation	Signification
Ann. Phys.	Annales de Physique
Ann. Physik.	Annalen Der Physik
Appl. Opt.	Applied Optics
Appl. Phys. Lett.	Applied Physics Letters
Bell Syst. Tech. J.	Bell System Technical Journal
ECOC	European Conference on Optical Communication
Electron. Commun.	Electronic Communications
Electron. Lett.	Electronics Letters
Eur. Phys. J. D	European Physical Journal D
IEE Proc.	IEE Proceedings
IEEE J. Electr. Power App.	IEEE Journal of Electric Power Applications
IEEE J. Quant. Electron.	IEEE Journal of Quantum Electronics
IEEE Photon. Technol. Lett.	IEEE Photonics Technology Letters
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.	IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques
IEICE Trans. Commun.	IEICE Transactions on Communications
IEICE Trans. Electron.	IEICE Transactions on Electronics
J. Acoust. Soc. Am.	Journal of the Acoustical Society of America
J. Appl. Phys.	Journal of Applied Physics
J. Appl. Mech.	Journal of Applied Mechanics
J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.	Journal of the European Optical Society : Rapid publications
J. Lightwave Technol.	Journal of Lightwave Technology
J. of Phys.	Journal of Physics
J. Opt. Commun.	Journal of Optical Communications
J. Opt. Soc. Am.	Journal of Optical Society of America
J. Opt. Soc. Am. A	Journal of the Optical Society of America A
J. Opt. Soc. Am. B	Journal of the Optical Society of America B

J. Phys. E	Journal of Physics E
J. Am. Ceram. Soc.	Journal of the American Ceramic Society
J. Reine Angew. Math.	Journal für die Reine und Angewandte Mathematik
J. R. Soc. Interface	Journal of The Royal Society Interface
Mat. Sci. and Engineering	Materials Science and Engineering
Meas. Sci. Technol.	Measurement Science and Technology
Nature Photon.	Nature Photonics
Opt. Commun.	Optics Communications
Opt. Express	Optics Express
Opt. Laser Technol.	Optics and Laser Technology
Opt. Lett.	Optics Letters
Opt. Fiber Sensors	Optical Fiber Sensors
Opt. Rev.	Optical Review
Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.	Philosophical Transactions of The Royal Society of London
Phil. Trans. R. Soc. B	Philosophical Transactions of The Royal Society B
Phys. Rev.	Physical Review
Phys. Rev. B	Physical Review B
Phys. Rev. Lett.	Physical Review Letters
Proc. Amer. Ceramic Soc.	Proceedings of the American Ceramic Society
Proc. Conf Lasers and Electro-Opt.	Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics
Proc. 10th Euro. Conf. Opt. Commun.	Proceedings of the 10th European Conference on Optics Communications
Sov. Lightwave Commun.	Sovietic Lightwave Communications
Tech. Dig. Int. Quantum Electron. Conf.	Technical Digest on International Quantum Electronics Conference
Tech. Dig. Ser.	Technical Digest Series
Tech. Dig. Symp. Opt. Fiber Meas.	Technical Digest - Symposium on Optical Fiber Measurements
Trans. Camb. Phil. Soc.	Transactions of the Cambridge Philosophical Society on Mathematics

