HAL
open science

Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : séparation de la dépendance à température et à la déformation

Yolande Sikali Mamdem

To cite this version:

Yolande Sikali Mamdem. Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : séparation de la dépendance à température et à la déformation. Autre. Télécom ParisTech, 2012. Français. NNT : 2012ENST0058 . tel-01078365

HAL Id: tel-01078365

https://pastel.hal.science/tel-01078365

Submitted on 28 Oct 2014

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

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

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

TELECOM ParisTech

2012-ENST-058

EDITE - ED 130

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

TELECOM ParisTech

Spécialité « Communications électroniques »

présentée et soutenue publiquement par

Yolande SIKALI MAMDEM

le 09 10 2012

Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : Séparation de la dépendance à la température et à la déformation

Directeurs de thèse : Y. JAOUËN et R. GABET

Jury

M. P. BESNARD, Professeur, Directeur du laboratoire CNRS FOTON	Président
M. M. WUILPART, Professeur, Université de Mons	Rapporteur
M. H. MAILLOTTE, Directeur de recherche, Institut FEMTO-ST	Rapporteur
M. F. TAILLADE, Chargé de recherche, IFSTTAR, Université Paris-Est	Examinateur
M. Y. OUERDANE, Professeur des Universités, Laboratoire Hubert Curien	Examinateur
M. G. MOREAU, Ingénieur de Recherche, EDF R&D	Invité
Mme E. BUROV, Ingénieur de Recherche, Draka Comteq	Invité
Mme S. DELEPINE-LESOILLE , Ingénieur de Recherche, ANDRA	Invité

THÈSE

TELECOM ParisTech
école de l'Institut Télécom - membre de ParisTech

« Celui qui trouve sans chercher est celui qui a longtemps cherché sans trouver. »

Gaston Bachelard

« Rêve de grandes choses, cela te permettra au moins d'en faire de toutes petites. »

Jules Renard

Remerciements

J'ai eu la chance de pouvoir compter sur l'appui de tous mes encadrants, que ce soit en terme d'infrastuctures, de financement ou de conseils. De ce fait, je leur en suis profondément reconnaissante.

J'aimerais tout d'abord remercier mes directeurs de thèse Yves Jaouën et Renaud Gabet de m'avoir fait bénéficier de leur savoir scientifique et pour la qualité de leurs conseils tout au long de ces trois années de thèse.

Je remercie Gautier Moreau pour sa disponibilité, ses conseils et pour m'avoir guidée durant ce travail de thèse. Un grand merci également à Frédéric Taillade pour ses idées et son aide précieuse pour tout ce qui concerne les aspects mécaniques dans mes travaux. Je remercie Sylvie Delepine-Lesoille pour m'avoir permis d'avoir toujours un regard neuf sur mes résultats et pour ses remarques constructives au cours de la rédaction de ce manuscrit.

Je tiens également à remercier Messieurs les Professeurs M. Wuilpart de l'université de Mons, H. Maillotte de l'institut FEMTO-ST et P. Besnard du laboratoire CNRS FOTON pour avoir accepté de juger ce mémoire et pour le temps qu'ils y ont consacré. Leurs commentaires et appréciations m'ont permis d'en améliorer la qualité.

Je remercie particulièrement Xavier Phéron et Jean-Marie Hénault pour le travail qu'on a eu à effectuer ensemble. Les résultats obtenus et les discussions qui en ont découlées ont permis d'ajouter de la matière à mes travaux.

Au cours de ces trois années, j'ai eu l'occasion de travailler en collaboration avec l'entreprise Daka, l'université de Saint-Étienne et le laboratoire Xlim. Je remercie Aziz Boukenter, Youcef Ouerdane, Jean-Louis Auguste et Stephanie Leparmentier d'avoir toujours été disponibles pour répondre à mes questions. J'aimerais également témoigner ma reconnaissance à Ekaterina Burov et à Louis-Anne de Montmorillon pour m'avoir fourni une partie des échantillons des fibres testées et surtout pour m'avoir donné accès aux informations très sensibles de fabrication. Ces données très précieuses m'ont permis d'enrichir mes travaux, sans elles, les résultats présentés dans ce manuscrit n'auraient jamais pu exister.

La présence de plusieurs partenaires pour cette thèse m'a permis de rencontrer plusieurs groupes de collègues et de pouvoir interagir avec eux. Je remercie mes collègues du groupe STEP P1E d'EDF et le groupe MACS de l'IFSTTAR pour m'avoir toujours chaleureusement accueillie dans leurs locaux. Toute ma gratitude va à Pierre, Mélanie, Sébastien, Franck et tous les autres doctorants à Télécom ParisTech pour les très bons moments passés et pour les

discussions très enrichissantes autour d'un café.

Je ne saurais terminer cette liste sans remercier ma famille à qui je dédie cette thèse : mes parents à qui je dois d'être arrivée jusqu'ici, mes frères et sœurs pour leur soutien sans faille et leurs encouragements permanents, mon fiancé pour sa présence, sa patience et son amour.

Table des matières

Remerciements **i**

Introduction **4**

1 Capteurs répartis à fibre optique : surveillance d'ouvrages de génie civil **9**
1.1 Les capteurs répartis à fibres optiques 10
1.1.1 Généralités sur les capteurs à fibres optiques: principe et avantages . . . 10
1.1.2 Généralités sur la fibre optique: caractéristiques et procédé de fabrication 11
1.1.2.1 Propagation de la lumière - modes guidés 12
1.1.2.2 Procédé de fabrication 14
1.1.2.3 Câbles à fibres optiques 15
1.1.3 Interactions lumière-matière dans la fibre optique par mesures réparties 16
1.1.3.1 Rétro-diffusion Rayleigh 17
1.1.3.2 Rétro-diffusion Raman 18
1.1.3.3 Rétro-diffusion Brillouin 20
1.1.4 Spécifications souhaitées pour les applications visées 20
1.2 Exemple d'application sur une poutre en béton armé mise en compression . . . 21
1.2.1 Contexte de l'étude 21
1.2.2 Instrumentation de la poutre 21
1.2.3 Présentation des essais 24
1.2.4 Préconisations sur la méthode de mesure 30
1.3 Mesure simultanée de la température et de la déforma-tion par des mesures réparties 31
1.3.1 Utilisation de deux fibres optiques 31
1.3.1.1 Fibre lâche et fibre solidaire du béton 31
1.3.1.2 Mesures simultanées Raman/Brillouin 31
1.3.2 Utilisation d'une fibre unique 32
1.3.2.1 Capteurs à fibres optiques standard ou microstructurées 32
1.3.2.2 Mesures simultanées Rayleigh/Brillouin 33
1.3.2.3 Capteurs à fibres biréfringentes 33
1.4 Conclusion 34
Bibliographie du chapitre I 36

2 Diffusion Brillouin: des principes fondamentaux à la prise en compte des contraintes technologiques 39
2.1 Phénomène Brillouin dans les fibres optiques 39
2.1.1 Approche phénoménologique 39
2.1.2 Techniques de mesure de spectres Brillouin 43
2.1.3 Équations de la diffusion Brillouin 46
2.1.3.1 Calcul des modes de propagation: résolution vectorielle 47
2.1.3.2 Calcul des modes de propagation: résolution scalaire 48
2.1.4 Calcul du spectre Brillouin 48
2.1.5 Outils de simulation 49
2.1.5.1 Modèle multi-couche (d'après les travaux de V. Lanticq) . . . 50
2.1.5.2 Développement d'un modèle par éléments finis (FEM-2D) . . . 53
2.1.6 Comparaison résolution vectorielle/scalaire: modèle FEM-2D 55
2.2 Différents Spectres Brillouin de fibres optiques 57
2.2.1 Validation du modèle: Fibre de type G.652 (guidage acoustique dans le cœur) 57
2.2.2 Fibre à gaine dopée au fluor: (guidage acoustique dans la gaine) 59
2.2.3 Fibres sans symétrie de révolution 60
2.3 Importance des contraintes résiduelles dans les fibres 62
2.3.1 Objectifs 62
2.3.2 Théorie de l'acousto-élasticité 63
2.3.2.1 Introduction 63
2.3.2.2 Principe 64
2.3.2.3 Équations 64
2.3.3 Analyse d'une fibre type G.652 66
2.3.4 Influence des contraintes liées à un fort dopage 67
2.3.5 Exemple de l'influence des conditions de fabrication 69
2.4 Conclusion 72
Bibliographie du chapitre II 73

3 Étude des sensibilités de la fréquence Brillouin à la température et à la déformation: vers une solution de discrimination 77
3.1 Recherche d'une solution de mesure simultanée de la température et de la déformation avec la fréquence de décalage Brillouin 78
3.2 Calculs des coefficients de sensibilités à la température C_T et à la déformation C_ε de la fréquence Brillouin 79
3.2.1 Principes de calcul 80
3.2.2 Calcul des coefficients matériau 80
3.2.2.1 Coefficients de photo-élasticité C_2 et d'acousto-élasticité K_L et K_T 80
3.2.2.2 Coefficients thermo-optique (dn/dT) et thermo-acoustique (dV_L/dT) 81
3.2.3 Détermination de la sensibilité à la déformation C_ε 83
3.2.4 Détermination de la sensibilité à la température C_T 84
3.3 Procédures expérimentales de mesure 84

3.4 Influence des propriétés de la fibre optique sur la dépendance à la déformation et à la température de la fréquen-ce Brillouin . . . 85
3.4.1 Fibre type G.652 . . . 86
3.4.2 Fibre fortement dopée GeO_2 . . . 87
3.4.3 Fibre à gaine dopée fluor . . . 89
3.4.4 Récapitulatif . . . 90
3.5 Influence du dopage sur la sensibilité à la déformation . . . 91
3.5.1 Méthodologie . . . 91
3.5.2 Comparaisons calculs/mesures des variations d'indice de réfraction et de vitesses acoustiques avec les concentrations de dopants . . . 91
3.5.3 Résultats . . . 94
3.5.3.1 Récapitulatif . . . 94
3.5.3.2 Perspectives: augmentation de la sensibilité à la déformation . 95
3.6 Analyse d'une fibre avec une sensibilité à la déformation C_ε élevée . . . 96
3.6.1 Intérêt d'une fibre co-dopée Al_2O_3/P_2O_5 . . . 96
3.6.2 Validation de l'augmentation de la sensibilité à la déformation avec une fibre faiblement dopée en Alumine . . . 97
3.6.3 Détermination expérimentale du coefficient de température C_T . . . 99
3.6.4 Proposition de discrimination de la température et de la déformation . . 100
3.6.5 Perspectives . . . 101
3.7 Conclusions . . . 102
Bibliographie du chapitre III . . . 104

Conclusion **107**

Annexes **109**

A Présentation des capteurs traditionnels de surveillance d'ouvrages de génie civil **109**
A.1 Les extensomètres à corde vibrante (C110 ou CV) . . . 109
A.2 Les sondes résistives (PT100) . . . 110

B Équations des ondes acoustiques **111**

C Présentation des interrogateurs B-OTDA **113**
C.1 Exemple de mesure de spectre Brillouin: fibre standard SMF . . . 114
C.2 Performances des dispositifs de mesure . . . 115
C.2.1 Résolution spatiale . . . 115
C.2.2 Portée . . . 116

D Influence de l'exposition aux rayonnements ionisants UV et Gamma sur la diffusion Brillouin **117**
D.1 Conditions expérimentales . . . 117
D.2 Fibres optiques irradiées par rayons GAMMA . . . 119
D.3 Fibres optiques irradiées UV . . . 120

E Perspectives: les capteurs à fibres de composition multimatériaux 123
E.1 Présentation et fabrication des fibres optiques multimatériaux 123
E.2 Premières modélisations du spectre et attentes 124
E.3 Problèmes: pertes liées au matériau et immaturité du procédé de fabrication . . 125

Liste des publications 126

Table des Abréviations 129

Liste des symboles 129

Introduction

Contexte général

Ces trois dernières décennies, les exigences règlementaires encadrant les infrastructures de génie civil ont été de plus en plus fortes dans notre société. En effet, des contraintes nouvelles et croissantes s'ajoutent aux questions environnementales, économiques et juridiques, entre les différents acteurs gravitant autour des ouvrages (maître d'ouvrage, maître d'œuvre, bureaux d'études, ...). Face à ces nouvelles contraintes, les technologies de surveillance sont de plus en plus sollicitées et le besoin de qualification de leurs performances est d'une grande importance (durée de vie des capteurs, fiabilité, précision,...). En répondant à des besoins précis, ces méthodes de surveillance sont étudiées et développées afin d'apporter des informations consolidées aux différents acteurs pour permettre d'obtenir un diagnostic de la structure analysée. Elles permettent également d'établir un programme de maintenance le cas échéant et de contribuer à garantir la sûreté des installations durant leur durée de fonctionnement.

L'utilisation de capteurs à fibres optiques pour le génie civil n'est pas une idée nouvelle. L'intérêt des capteurs à fibres repose principalement sur les propriétés intrinsèques des fibres optiques : neutralité électromagnétique, tenue aux hautes températures, capacité de multiplexage importante ou encore accès à de longues distances de mesure. Ces capteurs sont susceptibles de couvrir de nombreuses fonctions des capteurs traditionnels : détection, localisation et surveillance. Grâce à des interactions entre la lumière et le matériau qui constitue la fibre optique, cette dernière peut constituer, sur toute sa longueur, un capteur continûment distribué, désigné par la communauté scientifique par le terme capteur réparti. La technique de mesures réparties a l'avantage de permettre des mesures continues sur des distances de l'ordre de dizaines voire de centaines de kilomètres. Elle est donc très intéressante pour l'auscultation des ouvrages de très grandes dimensions.

Le phénomène de la diffusion Brillouin est l'une des interactions permettant des mesures réparties. Il est très étudié de part sa grande efficacité de diffusion, sa dépendance vis-à-vis de la température et de la déformation et sa portée pluri-kilométrique. Cependant, la sensibilité de la fréquence de décalage Brillouin à la fois à la température et à la déformation rend problématique la mesure simultanée de ces deux paramètres. En effet, aujourd'hui, aucun système de capteurs à fibres optiques reposant uniquement sur l'effet Brillouin ne permet de discriminer avec une précision suffisante, les décalages de fréquence Brillouin liés à la température et à la déformation.

Contexte de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un partenariat entre EDF R&D, l'IFSTTAR (Institut Français des Sciences et Technologies des Transports, de l'Aménagement et des Réseaux), l'Andra (Agence Nationale pour la gestion des Déchets RAdioactifs) et Télécom ParisTech, sous la forme d'un contrat CIFRE.

Les travaux des partenaires sur le sujet, initiés en 2006 par la thèse de Vincent Lanticq (de 2006 à 2009) s'inscrivent dans la thématique du diagnostic et de la maintenance des infrastructures de génie civil, objectif commun aux quatre structures (ouvrages de génie civil associés à la production d'électricité, barrages, digues (EDF), systèmes d'entreposage et stockage profond de déchets radioactifs (Andra), ponts et tunnels (IFSTTAR).

Les deux principaux objectifs de la thèse sont :

- proposer une fibre innovante pour améliorer la sensibilité à la déformation de la diffusion Brillouin,
- proposer une méthode innovante, utilisant la fibre à mettre en œuvre, permettant une analyse différenciant température et déformation grâce à la diffusion Brillouin.

Ce mémoire est constitué de trois parties :

La première partie introduit les différents types de capteurs à fibres optiques. Les fonctionnements des capteurs à fibres optiques répartis seront ensuite présentés de manière plus détaillée. A travers un exemple d'application, la mesure de la température et de la déformation d'une poutre en béton sera présentée. Nous verrons ainsi les avantages et les difficultés de l'utilisation des capteurs à fibres optiques répartis pour la surveillance des ouvrages de génie civil. Enfin, face à la principale problématique de séparation de la température et de la déformation des capteurs à fibres utilisant la diffusion Brillouin, nous ferons l'état de l'art des différentes solutions proposées à l'heure actuelle. Ces solutions n'étant pas satisfaisantes pour les applications visées, nous nous attellerons dans la suite à proposer une meilleure solution.

Dans **la deuxième partie**, nous présenterons le phénomène de diffusion Brillouin à travers les équations qui la régissent. L'outil de modélisation des spectres Brillouin des fibres optiques sera explicité et validé par l'expérimentation. Une étude originale de la prise en compte des contraintes de fabrication d'une fibre optique dans la modélisation de son spectre Brillouin sera également proposée.

Dans **la troisième partie**, nous montrerons qu'il est possible de prévoir par calculs la sensibilité à la température et à la déformation de la fréquence de décalage Brillouin d'une fibre optique. Nous procèderons alors à la validation de nos calculs par des expérimentations sur plusieurs types de fibres optiques. Après avoir identifié un design de fibre optique possédant une meilleure sensibilité à la déformation qu'une fibre classique, nous proposerons une solution de discrimination de la température et de la déformation avec des précisions correspondant à

nos attentes en terme de surveillance d'ouvrage de génie civil.

Chapitre 1

Capteurs répartis à fibre optique : surveillance d'ouvrages de génie civil

La surveillance d'ouvrages d'art tels que les ponts, les barrages, les digues, *etc* permet d'identifier les signes précurseurs de désordres structurels pour optimiser (techniquement et économiquement) leur maintenance et augmenter leur durée de vie. Elle permet d'effectuer à temps les réparations nécessaires afin de prévenir d'éventuelles défaillances structurelles. De manière non exhaustive, on peut citer comme paramètres observables la déformation, la température, la corrosion, la teneur en eau ou encore la caractérisation des fissures. Nous ne nous intéresserons ici qu'aux mesures de température et de déformation.

Il est très important de pouvoir réaliser des mesures précises, en temps réel et représentatives de l'état de santé des ouvrages. Historiquement, de telles évaluations sont menées *a minima* par des inspections visuelles. Ces dernières nécessitent des moyens humains et des moyens d'accès à l'ouvrage, et dans les cas les plus difficiles d'accès, l'inspection présente un risque important. Par ailleurs, les désordres visibles en surface étant les seuls accessibles à l'inspecteur, les évaluations sont partielles et ne permettant pas de rapidement détecter les événements. Aujourd'hui, les évaluations visuelles sont à complétées par une instrumentation permettant de fournir des données plus quantitatives afin de mieux gérer le programme de maintenance des ouvrages.

L'utilisation des capteurs répartis à fibres optiques est l'une des solutions les plus prometteuses pour répondre à une partie des besoins d'auscultation des ouvrages de génie civil dont ceux couvrant de grandes surfaces (ponts, barrages) ou de grands linéaires (digues en terre). De plus, grâce à leur résistance aux conditions radio-actives, les capteurs à fibres optiques sont des candidats très intéressants pour la surveillance des ouvrages du stockage de déchets radioactifs. Ils ont l'avantage d'être légers, non conducteurs électriquement (insensibilité à la foudre importante dans les applications extérieures) et peu intrusifs. Ils peuvent être intégrés dans la structure ou mis en parement, et permettent une surveillance déportée avec une portée pluri-kilométrque.

Dans la suite, nous présenterons brièvement les capteurs à fibres optiques en général et les capteurs répartis en particulier. Nous illustrerons ensuite leur utilisation avec un exemple de

mesures réparties de déformation sur une poutre en béton, grâce aux rétro-diffusions Brillouin et Rayleigh. Cet exemple nous permettra de constater la problématique de l'influence de la température sur les mesures de déformation Brillouin et Rayleigh. Nous recenserons pour finir, les différentes solutions possibles permettant de mesurer simultanément la température et la déformation en utilisant la diffusion Brillouin.

1.1 Les capteurs répartis à fibres optiques

1.1.1 Généralités sur les capteurs à fibres optiques : principe et avantages

Un capteur à fibre optique est défini comme un dispositif dans lequel l'information est créée dans le chemin optique par réaction de la lumière à la grandeur à mesurer, avant d'être acheminée vers le récepteur optique par l'intermédiaire d'une ou de plusieurs fibres optiques [1].

On distingue les capteurs actifs des capteurs passifs. Un capteur à fibre optique **actif** est constitué d'une source lumineuse, d'une fibre optique, d'un élément sensible ou transducteur et d'un détecteur. Un capteur est dit **passif** lorsqu'il n'y a pas de source lumineuse, la lumière est dans ce cas générée par le phénomène physique (fluorescence par exemple) ou bien par le transducteur (voir Figure 1.1).

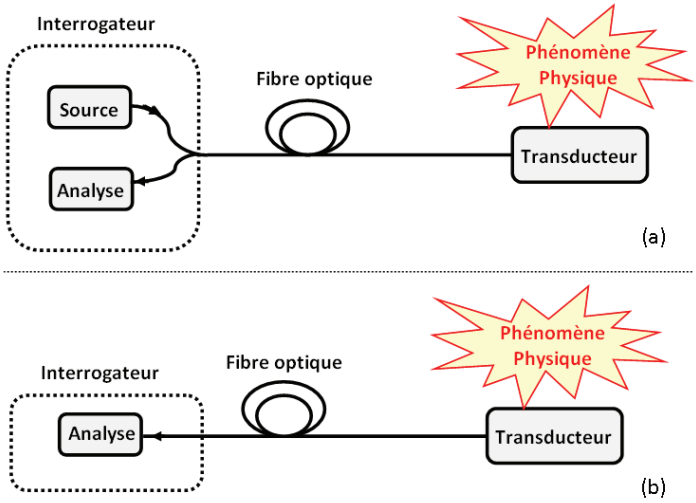

Figure 1.1: Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique intrinsèque : (a) actif, (b) passif.

Le capteur peut être **intrinsèque** (l'élément sensible est à l'intérieur de la fibre optique) ou **extrinsèque** (le transducteur se trouve à l'extérieur de la fibre optique). Nous ne nous intéresserons qu'aux capteurs à fibres optiques intrinsèques actifs.

Il existe deux types de capteurs à fibres optiques :

- Les capteurs à fibre optique ponctuels ou longue-base

La zone sensible de mesure dans la fibre va de quelques centimètres (capteurs à réseaux de Bragg) à quelques mètres (capteurs interférométriques). Ce type de capteurs va permettre d'effectuer en statique et en dynamique des mesures de déformation, de température, de pression, de corrosion, *etc* [2]. Leur utilisation n'est pas adaptée à la surveillance globale de grands ouvrages, ils restent cependant très utiles pour des besoins ponctuels ou limités spatialement. La surveillance de grands ouvrages nécessiterait un très grand nombre de capteurs et un multiplexage très important pour éviter les zones mortes entre les capteurs. Ces dernières pourraient empêcher la détection d'évènements très localisés tels que les fissures ou les tassements de sols.

- Les capteurs à fibre optique répartis (ou dits continus)

Ici, tout point de la fibre est sensible : la mesure est alors possible sur toute la fibre, avec une portée de quelques mètres à plusieurs dizaines de kilomètres et une résolution métrique voire centimétrique. La mesure continue sur la fibre, en temps réel, est un avantage certain pour des applications de surveillance d'ouvrages, spécialement pour des ouvrages d'art de grandes dimensions. Dans le cadre de mes travaux de thèse, nous ne nous intéressons qu'aux capteurs à fibre optique répartis.

On peut citer plusieurs applications pour l'utilisation des capteurs à fibre optique répartis dans l'industrie pétrolière et gazière, la surveillance des pipelines et des forages et la surveillance de grands ouvrages de génie civil (béton ou géomatériaux) :

> la mesure de déformation dans des ouvrages en béton (ponts, barrages, enceintes...) et en géomatériaux (digues en terre),
> la mesure de température dans les générateurs électriques, les réacteurs, les géomatériaux, les digues en terre ou encore pour la surveillance incendie,
> le suivi structurel (déformation et température) des structures de stockage profond.

Le paragraphe suivant présente succinctement les équations de propagation de la lumière dans une fibre optique, son procédé de fabrication et l'influence, sur les mesures optiques, du câble dans lequel elle est insérée.

1.1.2 Généralités sur la fibre optique : caractéristiques et procédé de fabrication

Une fibre optique est un mince filament cylindrique en verre (silice) qui permet de guider une onde électromagnétique en la confinant entre deux couches d'indices de réfraction différents. Elle est très utilisée en télécommunications car elle permet des transmissions sur de grandes distances et sur une large bande de fréquences.

Les fibres optiques comportent un cœur de diamètre allant de 10 à 50μm, et une gaine de diamètre extérieur de l'ordre de 125μm avec un indice de réfraction plus faible que celui du cœur. La lumière se propage dans le cœur tout le long de la fibre, par réflexions totales successives aux

interfaces cœur/gaine. Un schéma de la structure d'une fibre optique est présenté à la Figure 1.2.

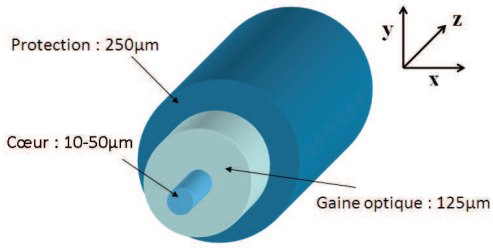

Figure 1.2: Schéma et structure d'une fibre optique

1.1.2.1 Propagation de la lumière - modes guidés

Le phénomène de propagation guidée de la lumière dans une fibre optique est à la base des capteurs à fibres optiques. Les équations générales de propagation d'une onde électromagnétique de pulsation ω, à la position $\overrightarrow{r}$, caractérisée par le champ électrique $\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r})$ et le champ magnétique $\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r})$, dans un milieu d'indice $n(\overrightarrow{r})$, constant par zone, sont tirées des équations de Maxwell [3] et appelées équations de propagation. L'équation de propagation du champ $\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r})$ est présentée ci-dessous, on a une expression similaire pour le champ $\overrightarrow{H}(\overrightarrow{r})$:

$$\Delta\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}) + \frac{n(\overrightarrow{r})^2}{c^2}\frac{\partial^2\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r})}{\partial t^2} = 0 \tag{1.1}$$

où Δ est l'opérateur laplacien, et c la vitesse de la lumière dans le vide. Ces équations d'ondes ont un grand nombre de solutions, ici on ne s'intéresse qu'à des solutions particulières qui sont les ondes harmoniques planes. Le guide cylindrique étant isotrope (pas de différence entre x et y), toutes les polarisations peuvent donc se propager, les modes de propagation sont appelés modes LP (Linearly Polarized). Ils sont sous la forme $E(r,\theta)exp(j\omega t - j\beta_{opt}z)$. β_{opt} est la constante de propagation de l'onde, elle est reliée à son indice effectif n_{eff} par la relation :

$$\beta_{opt} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_0} \tag{1.2}$$

On distingue deux familles de fibres optiques, les fibres monomodes (il y a propagation d'un seul mode) et les fibres multimodes (il y a propagation de plusieurs modes). Dans le cas des fibres monomodes, le seul mode qui se propage est le mode à symétrie de révolution LP_{01}. Son équation de propagation s'écrit [4] :

$$\frac{dE(r)}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dE(r)}{dr} + (k_0^2 n(r)^2 - \beta_{opt}^2)E(r) = 0 \tag{1.3}$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide, $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$.

Dans le cas simple d'une fibre à saut d'indice [1], suivant la valeur de l'indice n, deux cas de figures se présentent :

- $k_0^2 n - \beta_{opt}^2 > 0$ (C'est le cas des modes guidés)

L'ensemble des solutions est de la forme $E(r) = AJ_0(hr) + BY_0(hr), \quad h = \sqrt{k_0^2 n - \beta_{opt}^2}$. A et B sont dépendantes des conditions aux limites imposées par le guide. J_0 et Y_0 sont les fonctions de Bessel respectivement de première et deuxième espèce. $E(r)$ est une fonction oscillante dans le cœur et décroît dans la gaine.

- $k_0^2 n - \beta_{opt}^2 < 0$ (C'est le cas des modes de fuite)

Les solutions sont de la forme $E(r) = AI_0(hr) + BK_0(hr), \quad h = \sqrt{\beta_{opt}^2 - k_0^2 n}$. I_0 et K_0 sont les fonctions de Bessel modifiées respectivement de première et deuxième espèce.

Toutes les solutions doivent vérifier une condition de continuité à l'interface cœur/gaine $r = a$, de même que leurs dérivées spatiales par rapport à r pour assurer la continuité des champs électriques et magnétiques. Ces équations de continuité donnent l'équation de dispersion des modes dont les solutions sont les constantes de propagation.

On montre qu'un seul mode se propage dans une fibre optique si sa fréquence normalisée $V = \frac{2\pi a}{\lambda_0}\sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2}$ est inférieure à 2.405. La figure 1.3 représente les courbes de dispersion, obtenues grâce à l'équation de dispersion de la fibre. La constante de propagation normalisée $b = \frac{\beta_{opt}^2 - k_0 n_{gaine}^2}{k_0^2(n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2)}$ est tracée en fonction de V pour chaque mode.

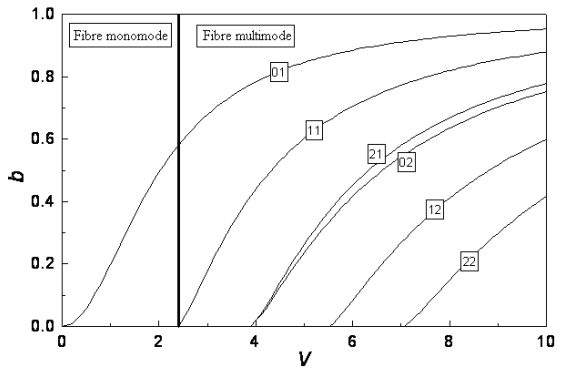

FIGURE 1.3: Courbes de dispersion

Dans les deux prochains paragraphes, nous allons nous intéresser au processus de fabrication des fibres optiques et aux câbles dans lesquels elles sont insérées.

1. Les indices de réfraction sont constants dans le cœur et dans la gaine de la fibre.

1.1.2.2 Procédé de fabrication

La fibre optique est fabriquée en deux étapes : la fabrication d'une préforme et le tirage (encore appelé fibrage) de la fibre. La préforme, de diamètre de plusieurs centimètres, est réalisée par oxydation d'un chlorure déposé sur un substrat, en général par une technique de dépôt chimique en phase vapeur (CVD : Chemical Vapor Deposition). Comme illustré à la Figure 1.4 [5], lors de la CVD, un tube en silice est mis en rotation au dessus d'un brûleur appelé torche à plasma. Des gaz, dont on contrôle les concentrations relatives, tels que le chlorure de silicium ou le chlorure de germanium par exemple, sont ensuite injectés pour former couche par couche la gaine et le cœur au profil d'indice désiré. Une fois toutes les couches réalisées, une nouvelle opération de fusion est nécessaire afin de combler le trou au centre du cylindre (étape de rétreint). La préforme a la même composition chimique et des dimensions homothétiques à la fibre finale.

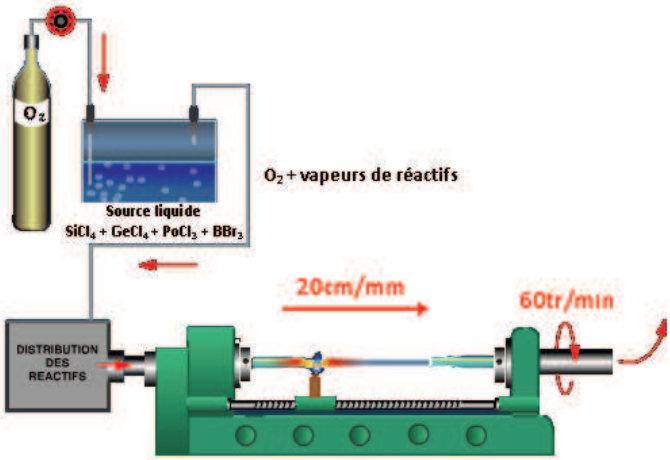

Figure 1.4: Procédé de fabrication d'une préforme par CVD

La dernière opération, le tirage, est opérée dans une tour, représentée sur la Figure 1.5. L'échelle de la préforme est réduite par fusion et étirage progressifs. La gaine de protection en polymère, appelée revêtement primaire mais ne servant pas au guidage, est déposée au fur et à mesure. La fibre est finalement enroulée sur une bobine par l'intermédiaire d'un cabestan. Cet enroulement exerce des tensions sur la fibre. Nous étudierons leur influence sur les propriétés de nos capteurs à fibre optique dans le chapitre suivant. Son diamètre est mesuré au fur et à mesure, et la vitesse d'enroulement est ajustée par un asservissement pour obtenir le diamètre souhaité.

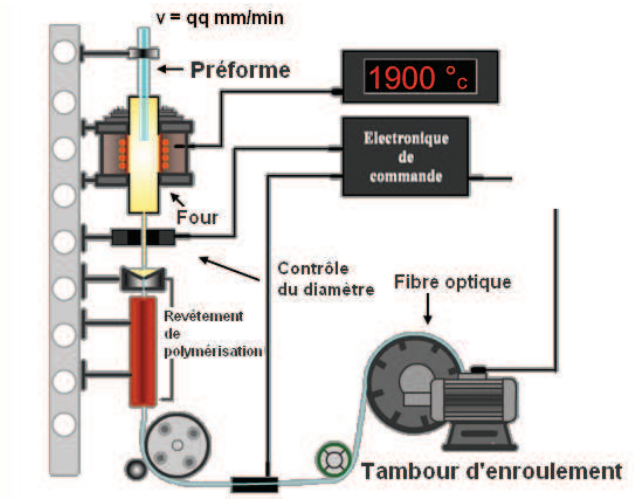

FIGURE 1.5: Procédé d'étirage de la préforme

1.1.2.3 Câbles à fibres optiques

L'utilisation de la fibre optique en tant que capteur nécessite de maîtriser l'influence du revêtement primaire sur les résultats de mesures effectuées. En effet, la forme et le choix des matériaux qui le constituent vont conditionner la transmission d'information (température, déformation) du milieu d'emploi (ici le béton) vers la fibre, il a donc une importance capitale.

Le revêtement primaire constitue également une protection contre les attaques du milieu extérieur selon l'application. Les câbles à fibres optiques (fibre nue + revêtement primaire) doivent permettre :

- un transfert optimal à la fibre optique des variations de température et de déformation de la matrice du milieu sous test,
- une durabilité dans le temps face aux contraintes mécaniques ou agressions chimiques de l'environnement dans lesquels ils sont placés.

Cette influence du revêtement primaire a pourtant longtemps été ignorée par les fabricants de systèmes d'interrogation. Cependant, depuis quelques années des travaux sont menés pour tenter de lever ce verrou technologique [6, 7].

Il existe plusieurs câbles à fibres optiques pour la surveillance d'ouvrage de génie civil disponibles dans le commerce. La Figure 1.6 en présente quelques-uns. Par contre ces derniers ne sont pas complètement qualifiés. Pour pallier ce manque, une autre thèse EDF R&D sur la caractérisation de la matrice de transfert du milieu à la fibre optique via le câble, et sur l'étude de l'impact du vieillissement de ce dernier est effectuée par J.M. Hénault depuis fin 2009 [8].

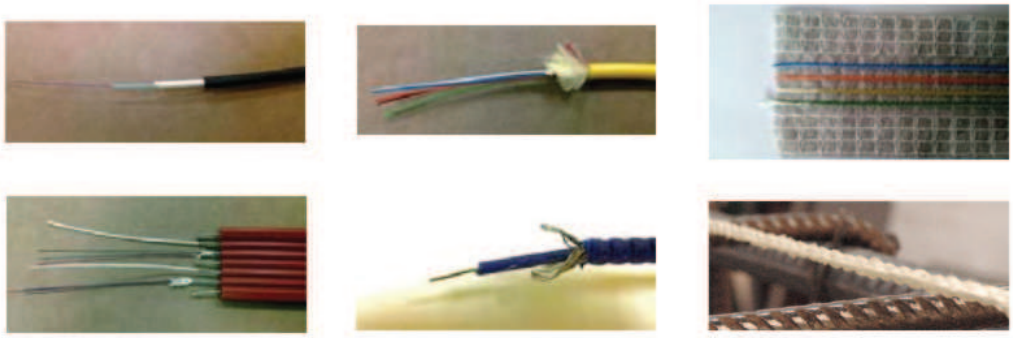

Figure 1.6: Images de quelques câbles à fibres optiques disponibles dans le commerce.

1.1.3 Interactions lumière-matière dans la fibre optique par mesures réparties

Les capteurs répartis à fibre optique reposent sur trois types d'interaction lumière-matière, à savoir les phénomènes de rétro-diffusion Rayleigh, Raman et Brillouin. On observe plusieurs composantes spectrales en rétro-diffusion de la lumière par la silice, correspondant aux trois phénomènes de diffusion (voir Figure 1.7) :

- la diffusion élastique : les photons diffusés gardent leur énergie et ont donc la même fréquence que l'onde incidente, c'est le cas de la rétro-diffusion Rayleigh.

- la diffusion inélastique : les photons perdent (composantes Stokes) ou gagnent (composantes anti-Stokes) de l'énergie et ont donc une fréquence (ou une longueur d'onde) décalée de celle de l'onde incidente. La rétro-diffusion Raman (sensible à la température) et la rétro-diffusion Brillouin (sensible à la température et à la déformation) sont des diffusions inélastiques. Le décalage fréquentiel Raman est de l'ordre de 13THz tandis que le décalage fréquentiel Brillouin est de l'ordre de 10GHz.

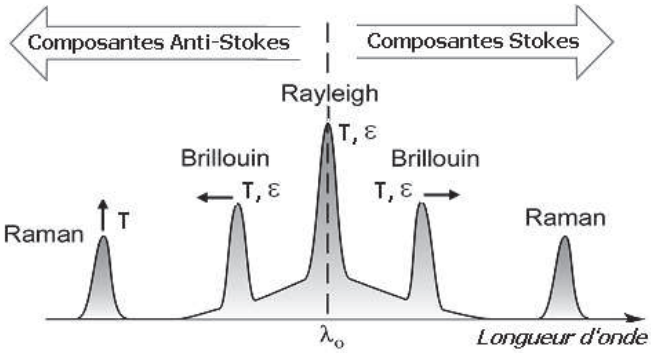

Figure 1.7: Spectre de rétro-diffusion par la silice traversée par une onde monochromatique de longueur d'onde λ_0.

Les systèmes de mesure distribuée par fibre optique fonctionnent suivant deux principales techniques :

- Optical Time Domain Reflectometry : OTDR

La technique consiste à propager une impulsion lumineuse dans la fibre optique et à mesurer l'intensité retour en fonction du temps. Le temps que met la lumière rétro-diffusée à être détectée permet de localiser l'évènement à mesurer. La résolution spatiale est alors fonction de la largeur de l'impulsion lumineuse, une impulsion de largeur 10ns entrainant une résolution d'environ 1m. L'OTDR permet d'analyser des variations d'intensité sur des dizaines de kilomètres avec une résolution spatiale métrique.

- Optical Frequency Domain Reflectometry : OFDR

L'OFDR repose sur la modulation de fréquence. L'onde incidente est une onde quasi-continue dont la fréquence varie linéairement avec le temps. La transformée de Fourier du signal retour correspond à une trace temporelle de l'intensité de la rétro-diffusion. La technique de l'OFDR permet d'atteindre une résolution spatiale nettement meilleure que l'OTDR (jusqu'à 1mm) car la résolution spatiale dépend cette fois-ci de l'inverse de la plage de fréquence de la source. Cependant, elle a une portée plus faible (maximum 2km) comparée à l'OTDR, principalement à cause de la limite imposée par la longueur de cohérence temporelle et le bruit de phase de la source lumineuse [9].

1.1.3.1 Rétro-diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est causée par l'interaction entre un champ électromagnétique qui se propage dans la fibre et les impuretés (centres diffusants) présentes dans la silice qui modulent l'indice de réfraction. Les variations d'intensité du signal rétro-diffusé dépendent des modifications locales dans la fibre optique :

- un pic d'intensité peut correspondre à une réflexion de Fresnel causée par un connecteur,
- une chute ponctuelle d'intensité peut correspondre à des pertes par soudure,
- la décroissance globale d'intensité tout le long de la fibre est causée par les pertes linéaires dans la fibre (loi de Beer-lambert).

La signature Rayleigh est reliée à la variation locale d'indice, elle peut être causée par la température ($\frac{dn}{dT}$) ou par la déformation ($dn/d\varepsilon$). Le signal rétro-diffusé Rayleigh est donc sensible aux deux effets. Le principe de l'estimation de la déformation ou de la variation de la température de la fibre optique entre deux états est présenté à la Figure 1.8. La technique consiste à effectuer deux mesures de type OFDR, une de référence (en bleu) et une deuxième (en rouge) avec la fibre dans un état modifié (changement de température ou déformation). La comparaison des signaux est réalisée dans le domaine fréquentiel, en sélectionnant une zone particulière de la fibre et en appliquant une transformée de Fourier aux données de la zone choisie dans les deux états. Le décalage fréquentiel $\Delta\nu_R$ est déterminé par inter-corrélation. Il correspond aux changements du spectre de rétro-diffusion dans cette zone.

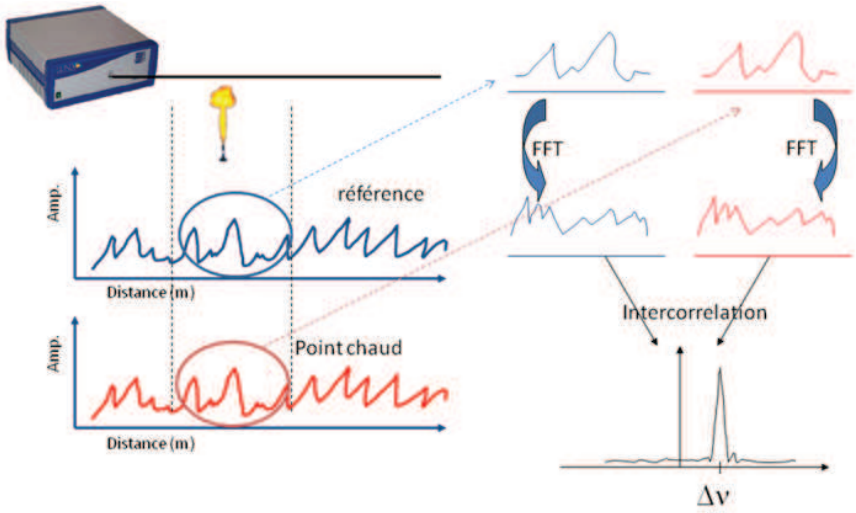

Figure 1.8: Principe de fonctionnement de la mesure répartie utilisant la rétro-diffusion Rayleigh.

Le profil de décalage fréquentiel est obtenu tout le long de la fibre en translatant la zone d'inter-corrélation. Celui-ci est ensuite converti en déformation ε ($\mu m/m$ ou $\mu\varepsilon$) ou en variation de température ΔT (°C), suivant l'équation :

$$\Delta\nu_R(z) = C_T^R \Delta T(z) + C_\varepsilon^R \varepsilon(z) \tag{1.4}$$

où z est l'abscisse curviligne le long de la fibre optique, C_T^R et C_ε^R sont des coefficients de calibration qui dépendent de la fibre optique et de la longueur d'onde de la source lumineuse. Pour une fibre monomode standard de type G.652 [2], les coefficients ont été calibrés à –1,25GHz/°C et à –0,15 GHz/$\mu\varepsilon$, pour une longueur d'onde de 1550nm.

Les mesures réparties par rétro-diffusion Rayleigh présentent des avantages par rapport à celles utilisant la diffusion Raman et Brillouin. En effet, la résolution spatiale est plus élevée (de l'ordre du millimètre) et les incertitudes de mesure en température et en déformation sont plus faibles (0.1°C et 1$\mu\varepsilon$). Par contre leur limite en terme de portée, à quelques dizaines de mètres, n'est pas suffisante pour les applications qui nous intéressent. Il existe un appareil commercial fonctionnant sur ce principe, il s'agit de l'OBR (Optical Backscattered Reflectometer).

1.1.3.2 Rétro-diffusion Raman

La diffusion Raman provient de l'interaction des photons d'une source lumineuse monochromatique avec les molécules du matériau. Il en résulte l'émission et l'absorption de phonons optiques, de fréquences égales aux fréquences de vibration des molécules dans le matériau, de l'ordre de la dizaine de TeraHertz. L'onde rétro-diffusée subit alors soit une perte d'énergie (onde Stokes), soit un gain d'énergie (onde anti-Stokes).

2. Fibre classique monomode selon la norme des recommandations ITU-T (International Telecommunication Union) : standard définissant le fonctionnement et les interactions des réseaux de télécommunication.

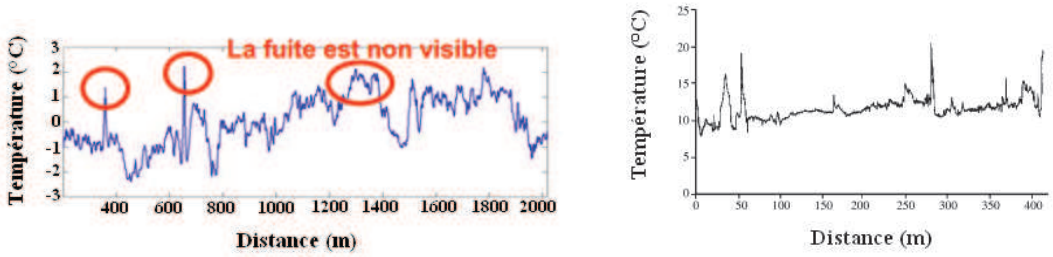

FIGURE 1.9: Exemples de profils de température mesurés grâce à la rétro-difusion Raman : détection de fuite dans un canal à gauche contrôle de la température dans un câble électrique à droite

L'intensité de l'onde anti-Stokes est fortement dépendante de la température tandis que l'intensité de l'onde Stokes n'est pas affectée par un changement de température. En effet, l'intensité des raies Raman est proportionnelle à la population du niveau initial. Dans le cas de l'onde anti-Stokes, ce niveau d'énergie est peuplé par la loi statistique de Boltzmann selon une dépendance en $exp(-h\nu_{vib}/k_BT)$ [3], à l'inverse de l'onde Stokes dont l'intensité ne dépend pratiquement pas de la température.

Une mesure du signal Anti-Stokes comparée à une mesure de référence nous donne donc l'infomation sur la température. Cependant, il est plus commun d'analyser le rapport des intensités des deux raies Stokes et anti-Stokes pour s'affranchir des pertes éventuelles que peut subir la fibre. L'effet Raman combiné à la technique de l'OTDR, permet d'effectuer des mesures réparties de la température sur des dizaines de kilomètres [10, 11].

Les mesures réparties Raman de température sont très sensibles aux fluctuations d'intensité, l'utilisation des fibres multimodes pour ces mesures est courante. En effet, ces dernières sont moins sensibles aux courbures, et permettent d'obtenir de meilleurs rapports signal à bruit, les mesures de températures sont donc plus fiables.

Les appareils commerciaux actuels permettent d'atteindre une incertitude de mesure en température de 0.1°C sur plusieurs kilomètres (maximum 30km) avec une résolution spatiale de 1m à 2m. La résolution spatiale est améliorée à 25cm pour une étendue limitée à 2km. Les différentes applications possibles pour ce types de capteurs répartis de température sont la détection de fuite dans les digues en terre [12] ou le long de pipelines [13], la surveillance d'incendie [11], la surveillance de câbles électriques [14] ou encore de sites d'élimination de déchets. La Figure 1.9 représente des exemples de profils de température mesurés dans le cadre des études respectivement de détection de fuite sur un canal [15] et de contrôle de la température dans un câble électrique [14].

3. h est la constante de Planck et k_B est la constante de Boltzmann

1.1.3.3 Rétro-diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est causée par l'interaction de la lumière avec des ondes acoustiques (ou phonons acoustiques) qui se propagent dans la fibre. Elle entraîne un décalage fréquentiel du spectre rétro-diffusé selon deux composantes Stokes et anti-Stokes (Figure 1.7). Le phénomène de rétro-diffusion Brillouin sera présenté plus en détail au chapitre suivant.

Le décalage fréquentiel des raies Brillouin ν_B est fonction de l'indice de réfraction de la fibre n, de la vitesse des ondes acoustiques V_a ($\sim$ 5900m/s pour la silice) et de la longueur d'onde λ_0 de la lumière incidente (Eq. 3.24) [16]. La fréquence Brillouin est de l'ordre de 11GHz pour une longueur d'onde de 1550nm.

$$\nu_B = \frac{2nV_a}{\lambda_0} \tag{1.5}$$

La fréquence de décalage Brillouin dépend linéairement de la température et de la déformation dans le matériau [17]. Ce décalage va donc varier avec les variations de température ΔT et de déformation ε suivant l'équation :

$$\Delta\nu_B = C_T \Delta T + C_\varepsilon \varepsilon \tag{1.6}$$

C_T et C_ε sont respectivement les coefficients de sensibilité de température et de déformation, ils dépendent du type de fibre utilisé. A la longueur d'onde $\lambda_0 = 1550$nm et pour une fibre standard SMF28, les coefficients sont de l'ordre de $C_T \simeq 1$MHz/°C et $C_\varepsilon \simeq 0.05$MHz/$\mu\varepsilon$ [18].

Combiné au principe de l'OTDR, on réalise ainsi des mesures de température et de déformation réparties tout le long de la fibre. Depuis 2002, plusieurs instruments commerciaux exploitant le phénomène de diffusion Brillouin ont été développés. Ce type de système est très intéressant pour des applications génie civil. Cependant, le problème principal des systèmes basés sur la diffusion Brillouin en conditions terrain est la sensibilité de la fréquence de décalage Brillouin à la fois à la température et à la déformation. En environnement de laboratoire, la température est la plupart du temps constante et on peut alors généralement négliger son influence lorsqu'on effectue des mesures de déformation. Pourtant, dans plusieurs configurations terrain, ce n'est pas le cas. En effet, les deux grandeurs sont difficilement constantes lors de la mesure et il en résulte une ambiguïté dans les résultats obtenus car il n'est pas possible de déterminer si le décalage fréquentiel Brillouin est causé par le changement de température ou par la déformation appliquée à la structure.

1.1.4 Spécifications souhaitées pour les applications visées

Pour nos applications, on recherche un système d'interrogation utilisant la rétro-diffusion Brillouin, qui permette de mesurer simultanément la température et la déformation de la structure. Les précisions souhaitées sont de l'ordre de $u(T) \sim 1$°C et $u(\varepsilon) \sim 5\mu\varepsilon$.

Les mesures doivent pouvoir être effectuées sur une portée de plusieurs kilomètres et avec une résolution spatiale de l'ordre du mètre. On peut citer comme exemple de besoin industriel, une mesure de fluage[4] de béton de l'ordre de $10\mu\varepsilon$ sur plusieurs kilomètres, pour des applications de suivi à long terme des ouvrages EDF, Andra et IFSTTAR.

4. phénomène physique qui provoque la déformation irréversible d'un matériau soumis à un chargement continu dans le temps

Les incertitudes de mesure des systèmes d'interrogation Brillouin existants dans le commerce sont de l'ordre de 1°C pour la température (sans déformation), de 20$\mu\varepsilon$ pour la déformation (à température constante) et avec une résolution spatiale de 1m pour une portée pouvant atteindre jusqu'à 50km. On a donc besoin d'améliorer la précision des mesures de déformation. De plus, aucun de ces systèmes ne permet une mesure simultanée des variations de température et de déformation.

Un exemple de mesure de température et de déformation utilisant les rétro-diffusions Brillouin et Rayleigh, en milieu d'emploi (c'est-à-dire avec les capteurs répartis à fibre optiques insérés dans le béton), est présenté au paragraphe suivant. Il s'agit d'un essai sur une poutre en béton soumise à des sollicitations mécaniques et thermiques.

1.2 Exemple d'application sur une poutre en béton armé mise en compression

Le système d'auscultation des ouvrages en béton du parc de production nucléaire peut intégrer l'évaluation du comportement mécanique de l'ouvrage dans différentes situations (pendant la construction, à la réception ou pendant l'exploitation). Pour se faire, les systèmes de mesures traditionnels de déformation permettent soit une mesure relativement locale (extensomètres à cordes vibrantes intégrant les déformations sur 110 mm) soit globale (pendules mesurant les déformations du bâtiment). Une mesure répartie par fibre optique vient donc compléter l'instrumentation classique en terme de longueur de base de mesure (plusieurs kilomètres).

1.2.1 Contexte de l'étude

Un essai sur une poutre en béton armé a été réalisé par EDF dans le but de s'assurer que l'instrumentation utilisant des fibres optiques permettait d'obtenir des mesures de température et de déformation comparables à celles effectuées avec des technologies classiques utilisées actuellement. Pour cela, des capteurs à fibres optiques, des sondes de température classiques (PT100) et des extensomètres à cordes vibrantes (CV) ont été insérés dans la poutre. Cette dernière a ensuite été mise en compression afin de vérifier les réponses des différents capteurs présents. Mes travaux ont consisté à effectuer le traitement des données, afin de mieux appréhender à la fois les difficultés d'une mesure de déformation en conditions de terrains et la séparation de l'effet de la température.

1.2.2 Instrumentation de la poutre

La poutre étudiée a une section de 250mm×250mm et une longueur de 5m, un schéma de son ferraillage est présenté à la Figure 1.10.

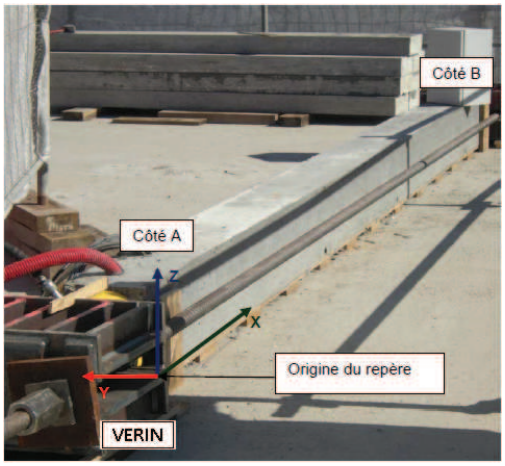

Figure 1.10: Position et orientation du repère de la poutre d'essai.

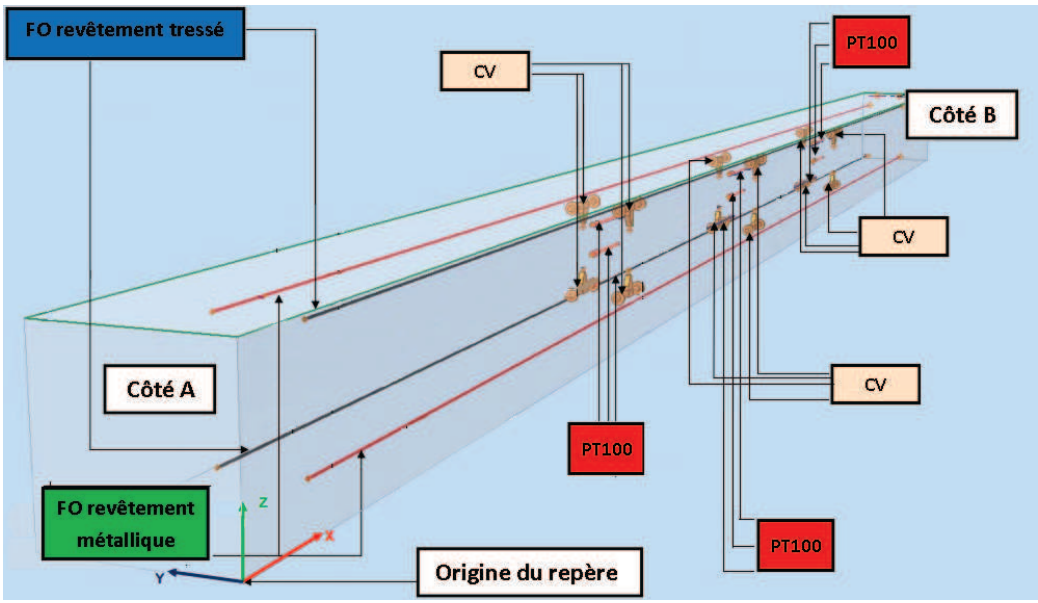

Figure 1.11: Figure descriptive de la position des capteurs insérés dans la poutre.

Elle comprend les capteurs suivants (Figure 1.11) :

> Extensomètres à corde vibrante C110
ils sont répartis sur 3 sections de la poutre, situées à 1500mm, 2500mm et 3500 mm de l'origine. Chaque section est composée de 4 C110 disposés sur les côtés d'un carré d'environ 90mm et situé à environ 80mm des faces latérales et 45mm des faces supérieure et inférieure de la poutre.

> Jauges de température PT100
elles sont réparties sur les mêmes sections que les cordes vibrantes. Chaque section est composée de 3 PT100 alignées dans le plan central parallèle au plan XZ (Figure 1.11). Elles sont espacées d'environ 53mm.

Le principe de fonctionnement des extensomètres à corde vibrante et des sondes résistives est présenté en annexe A.

> Câbles à fibres optiques
comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe (1.1.2.3), le revêtement du câble à fibre optique influence le transfert des variations de température et de déformation de l'environnement à la fibre. Pour cette étude, EDF a sélectionné deux types de câbles (voir Figure 1.12) :

- **un câble à revêtement tressé époxy/fibre de verre** résultant d'un design spécifique permettant de réaliser un accrochage continu de la fibre optique au béton, et d'assurer un transfert optimisé des champs de température et de déformation [19],

- **un câble à revêtement métallique et plastique** pour garantir des aspects de durabilité.

Les fibres optiques dans les deux câbles sont de types différents. En effet, la fibre présente dans le câble à revêtement métallique et plastique est une fibre optique monomode de diamètre 5,8μm, et celle insérée dans le câble à revêtement tressé est une fibre SMF28ULL^{TM} [5] du fabricant Corning, à faible rétro-diffusion.

FIGURE 1.12: Photographies du câble au revêtement métallique et plastique (à gauche) et du câble au revêtement tressé époxy/fibre de verre (à droite).

Les câbles sont positionnés longitudinalement dans la poutre. Les extrémités des capteurs sont positionnées à environ 250mm de chaque face latérales côté A et côté B. Les positions de chaque capteur sont relevées après installation. Les schémas de leur mise en place sont présentés à la Figure 1.13.

Les capteurs à fibres optiques sont ensuite reliés deux à deux afin d'obtenir deux lignes optiques situées respectivement en haut et en bas de la poutre (chaque câble à revêtement métallique/plastique est connecté à un câble à revêtement tressé). Nous ne présenterons dans

5. Fibre monomode présentant une très faible atténuation (0,168dB/km à λ= 1550nm) et une très faible dispersion modale de polarisation.

ce manuscrit que les résultats concernant la ligne optique en bas de la poutre.

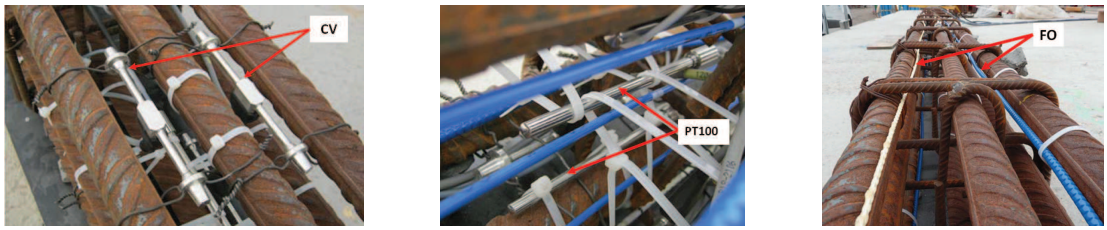

Figure 1.13: Schémas d'installation (de gauche à droite) d'extensomètres à corde vibrante (CV), de sondes résistives (PT100) et de câbles à fibre optique dans la poutre (FO).

Les interrogateurs Brillouin et Rayleigh sont placés à chaque bout de la boucle pour faciliter les mesures croisées aux différents paliers de compression. Les deux instruments d'interrogation utilisés pour les mesures réparties pendant l'étude sont :

- un interrogateur OFDR : l'OBR (Optical Backscattered Reflectometer), utilisant la rétro-diffusion Rayleigh,

- un BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis), utilisant la rétro-diffusion Brillouin.

Leurs performances constructeurs sont répertoriées dans le tableau suivant :

Table 1.1: Tableau comparatif des performances des deux interrogateurs utilisés lors des essais en terme de résolution, de portée et d'incertitude de mesure.

	Rés. spatiale (m)	Portée (km)	$u(\varepsilon)$ ($\mu\varepsilon$)	$u(T)$ (°C)
OBR	0.01	0.07	1	0.2
BOTDA	1	50	20	1

1.2.3 Présentation des essais

Les essais ont consisté à faire subir à la poutre plusieurs cycles de chargements thermo-mécaniques grâce à un vérin piloté par pression hydraulique et à la variation journalière de température.

Cycle 1 : compressions/décompressions 0-280 bar

Le premier essai a consisté à faire subir à la poutre plusieurs chargements (à 280 bars) et déchargements (à 0 bar) successifs. Durant ce cycle, la poutre était couverte et la variation de température mesurée dans la poutre était d'environ 1°C.

La variation de température étant de l'ordre de 1°C, cela équivaut à une déformation apparente de 20$\mu\varepsilon$ pour les mesures Brillouin et 8$\mu\varepsilon$ pour les mesures Rayleigh. Ces écarts étant de l'ordre des incertitudes de mesure en déformation des deux appareils, on peut supposer que la température est constante durant ce cycle. Les mesures de déformation durant les 3 paliers à 280 bars et à 0 bar ont été faites en prenant comme état de référence le palier à 0 bar avant

le premier chargement à 280 bars.

Nous ne présenterons que les résultats obtenus pour les deux câbles à fibres optiques situés au bas de la poutre.

Un exemple de spectre Brillouin réparti mesuré le long du câble au revêtement métallique est présenté à la figure suivante :

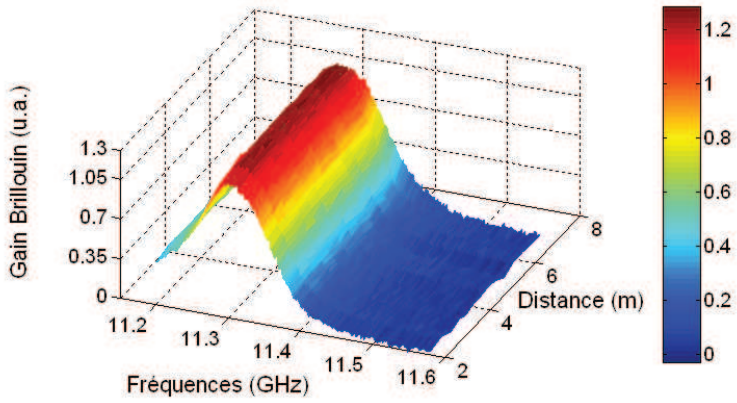

FIGURE 1.14: Exemple d'un spectre de gain Brillouin mesuré dans le câble métallique en fonction de la distance.

- **Mesures réparties de déformation**

Les résultats obtenus par les interrogateurs Brillouin et Rayleigh sont représentés respectivement à la Figure 1.15 et à la Figure 1.16.

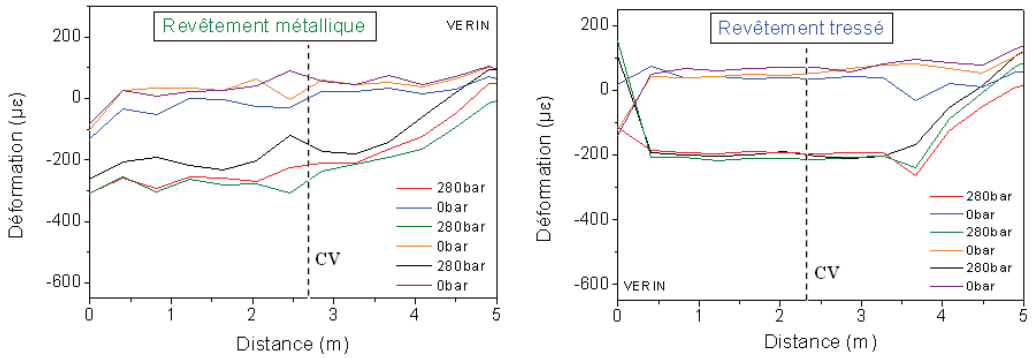

FIGURE 1.15: Profils Brillouin de déformation

Les profils de déformation mesurés font apparaître la zone de longueur 4,5m où les câbles sont intégrés dans la poutre. Sur cette zone, pour les trois déchargements, les valeurs de déformation obtenues sont identiques à environ 20$\mu\varepsilon$ près pour les mesures Brillouin et 5$\mu\varepsilon$ pour les mesures Rayleigh. Ces écarts sont de l'ordre des incertitudes de mesure en déformation

des deux appareils, l'essai est donc reproductible. Il n'y a donc pas de déformation irréversible notable et on peut considérer que les matériaux ont un comportement élastique dans le domaine de déformation exploré pendant l'essai de compression entre les différents chargements et déchargements.

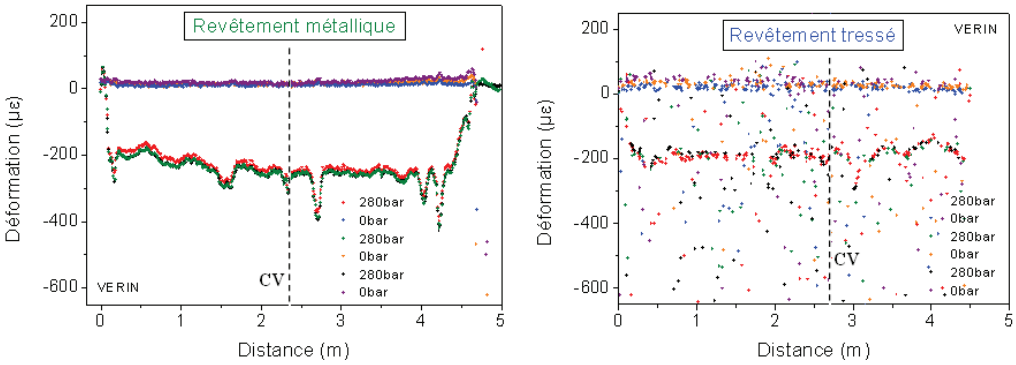

Figure 1.16: Profils Rayleigh de déformation

En ce qui concerne les trois chargements, les amplitudes de déformation mesurées par diffusion Brillouin et Rayleigh sont en accord. Elles sont de l'ordre de $200\mu\varepsilon$ pour le câble métallique et de $250\mu\varepsilon$ pour le câble tressé (voir Figures 1.15 et 1.16).

Les profils de déformation, principalement ceux obtenus par diffusion Rayleigh, présentent des variations locales dans la poutre. Ces variations sont moins visibles sur les profils de déformation Brillouin à cause de la résolution spatiale métrique de l'interrogateur Brillouin tandis que celui de l'interrogateur Rayleigh est centimétrique. Elles mettent en évidence une hétérogénéité spatiale de déformation dans la structure qui pourraient provenir d'une hétérogénéité de matériau ou de chargement mécanique.

On remarque également que les profils de déformation Rayleigh du câble tressé époxy/fibre de verre sont plus bruités que ceux du câble métallique (voir Figure 1.16 à droite). Cela peut s'expliquer d'une part par la nature faiblement rétro-diffusante de la fibre optique intégrée dans le câble à revêtement tressé, le signal Rayleigh de cette fibre est donc très bruité.

- **Comparaisons mesures ponctuelles (CV) et réparties (FO)**

Pour pouvoir comparer quantitativement les mesures de déformation par extensomètres à corde vibrante et par fibres optiques, il est nécessaire de localiser sur les profils répartis de déformation (Rayleigh et Brillouin), l'emplacement des cordes vibrantes les plus proches. Le long de chaque fibre optique, correspondent trois extensomètres situées à des positions bien déterminées (à X = 1,3m ; X = 2,3m et X = 3,3m). On compare alors les valeurs de déformation mesurées par les interrogateurs Rayleigh et Brilouin aux valeurs mesurées par les cordes vibrantes (CV). Nous n'analyserons ici que les amplitudes de déformation au centre de la poutre (cordes vibrantes et câbles à fibres optiques).

Pour avoir une meilleure visibilité des mesures comparatives par fibres optiques et cordes vibrantes, nous avons tracé les écarts de déformation entre les deux mesures en fonction des mesures par cordes vibrantes. On obtient les figures suivantes :

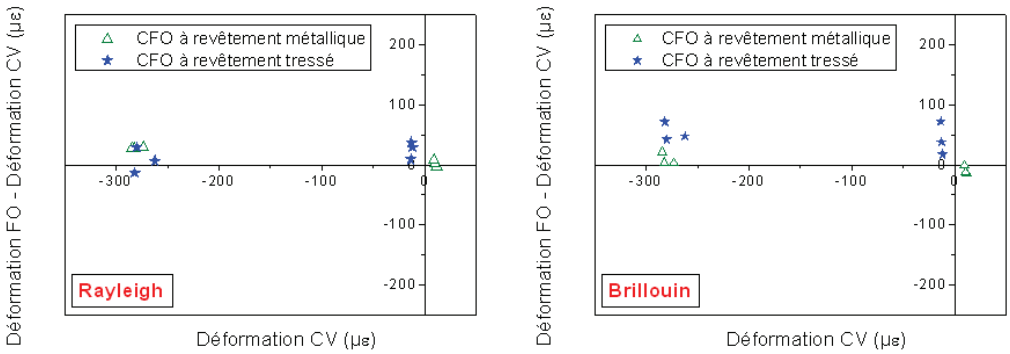

FIGURE 1.17: Comparaison des mesures de déformation par fibre optique (Rayleigh et Brillouin) avec les mesures CV.

Globalement, on constate, à quelques écarts près, une bonne cohérence entre les mesures de déformation par fibres optiques et par cordes vibrantes. Cependant, les écarts de déformation fibres optiques/cordes vibrantes pour le signal Rayleigh sont plus faibles ($\leq 20\mu\varepsilon$) que pour le signal Brillouin ($\leq 80\mu\varepsilon$). La dispersion des mesures Brillouin/cordes vibrantes vient essentiellement de la différence des pas de mesure des capteurs (l'un est métrique et l'autre est égal à 11cm).

On peut supposer que la variation de température, aussi faible soit elle, a contribué elle aussi à ces écarts d'amplitude de déformation : 1°C entraîne un décalage fréquentiel Brillouin correspondant à $\sim 20\mu\varepsilon$ et un décalage fréquentiel Rayleigh correspondant à $\sim 8\mu\varepsilon$. Enfin, les écarts observés peuvent également provenir du fait que les calculs des valeurs de déformation ont été effectués avec les coefficients de déformation Brillouin et Rayleigh standard (C_ε^R =-0,15GHz/$\mu\varepsilon$ et C_ε= 0,05MHZ/$\mu\varepsilon$), appliqués indifféremment aux deux câbles. En effet, comme largement montré dans la suite, il peut y avoir des variations de ces coefficients de plus de 10% selon le type de fibre optique.

Compte tenu des rapports signaux sur bruit différents pour les deux câbles, il est difficile de conclure en ce qui concerne l'influence des revêtements utilisés. Cette étude est effectuée dans le cadre des travaux de thèse de J.M. Hénault.

D'une manière générale, les mesures de déformation par fibres optiques correspondent bien aux mesures de déformation effectuées avec les cordes vibrantes. Elles présentent en plus l'avantage d'être réparties spatialement contrairement au mesures par cordes vibrantes qui sont intégrées sur 11cm.

Cycle 2 : compressions-décompressions par paliers

Le second essai a consisté à effectuer une montée en charge de la poutre de 0 à 280 bars par paliers successifs, suivie d'unde descente en charge également par paliers d'après le schéma à gauche de la Figure 1.18.

Lors de ce cycle, la poutre était non couverte et a subi une montée en température d'environ

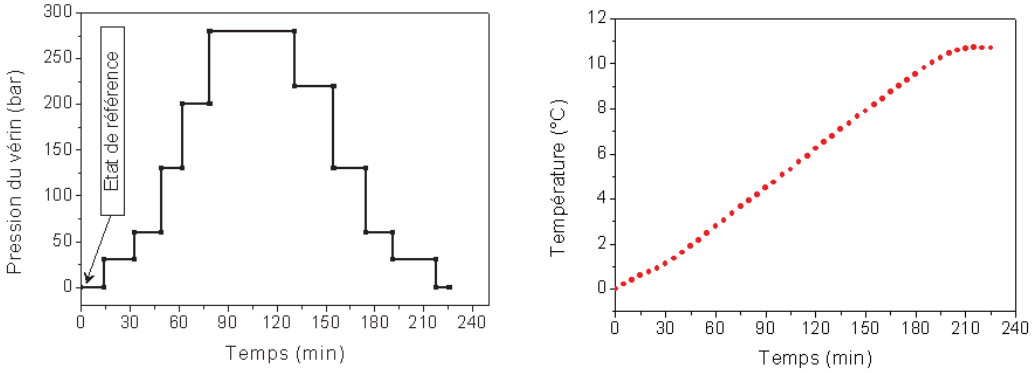

Figure 1.18: Figure descriptive du cylcle 2 des sollicitations de la poutre (à gauche). Mesures de température durant le cycle 2 par la jauge de température intégrée au centre de la poutre (à droite).

10°C due à l'exposition au soleil (voir Figure 1.18 à droite). Il faut donc en tenir compte dans l'interprétation des mesures pour les capteurs à cordes vibrantes et les capteurs à fibres optiques. Les mesures de températures utilisées pour effectuer les compensations sont faites après avoir fait correspondre chaque capteur de température à chaque extensomètre à corde vibrante. Dans cette partie également, nous ne nous intéresserons qu'aux capteurs situés au centre de la poutre.

On peut observer sur la Figure 1.19, les profils bruts de déformation, sans compensation en température, mesurés par rétro-diffusion Rayleigh. Les profils Rayleigh de déformation sont en bonne adéquation pour les deux câbles, et comme pour le cycle 1, les profils Rayleigh obtenus avec le câble tressé sont plus bruités que ceux du câble métallique.

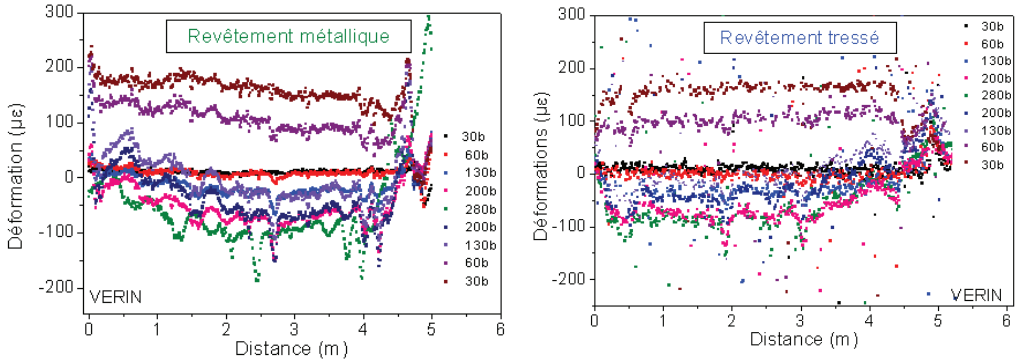

Figure 1.19: Profils Rayleigh de déformation

L'appareil nous fournit les profils de déformation dans le cas d'une température constante durant tout l'essai suivant la formule :

$$\Delta\nu = C_\varepsilon \varepsilon \tag{1.7}$$

avec C_ε = -0.15GHz/$\mu\varepsilon$, coefficient de déformation Rayleigh d'une fibre monomode standard.

On constate à la Figure 1.19, que pour la décompression finale, c'est-à-dire le retour à 0 bar, les amplitudes de déformations ne reviennent pas aux valeurs initiales de l'état de référence. Cette différence s'explique par l'influence de la température sur le signal mesuré. En effet, la température n'étant pas constante, les valeurs de déformations doivent être corrigées suivant les valeurs de température données par les capteurs de températures.

De plus, en considérant que les conditions de l'essai correspondent à un comportement élastique des matériaux de la poutre, la prise en compte de la dilatation du béton est également nécessaire.

Les comparaisons des mesures par fibres optiques (Rayleigh et Brillouin) et celles par cordes vibrantes, corrigées en température sont présentées à la Figure 1.20.

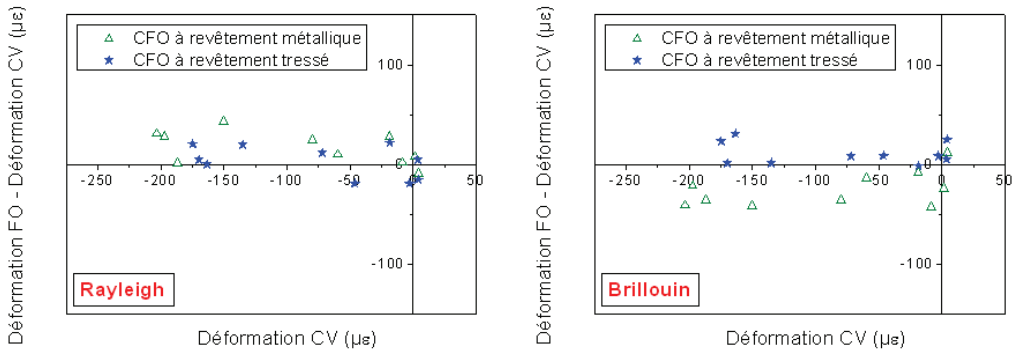

FIGURE 1.20: Comparaison des mesures de déformation par fibre optique (Rayleigh et Brillouin) avec les mesures CV.

On observe une bonne adéquation entre les mesures par diffusion Rayleigh ou Brillouin avec les mesures par cordes vibrantes pour les deux câbles. Les écarts de déformation fibres optiques et cordes vibrantes sont en moyenne inférieurs à 50$\mu\varepsilon$. En général, les mesures Rayleigh sont plus fiables (comparées aux mesures par cordes vibrantes) par rapport aux mesures Brillouin. L'incertitude sur la localisation des mesures Brillouin est beaucoup plus grande. En effet, sur une étendue de 5m, la mesure n'est faite qu'en 5 points tandis que la mesure Rayleigh est faite avec une résolution spatiale centimétrique.

En conclusion, on remarque que la compensation en température des mesures par rétro-diffusion Brillouin ou Rayleigh est une opération très importante pour obtenir des mesures correctes de déformation.

1.2.4 Préconisations sur la méthode de mesure

Il ressort de cette étude, plusieurs conclusions :

- *Localisation des mesures sur la structure*

Le travail de localisation est primordial à toute exploitation quantitative des mesures. Il faut imposer dans la procédure de mise en œuvre de la méthode une étape de localisation des fibres optiques par rapport à la structure. Il devient alors plus aisé de procéder au repérage des évènements, étape essentielle pour la surveillance d'ouvrage, notamment pour pouvoir prévenir des accidents, et procéder à d'éventuelles réparations.

- *L'influence du revêtement du câble à fibre optique*

Le choix du câble à fibre optique joue un rôle dans les résultats des mesures. Suivant l'application, il faut donc prévoir l'utilisation du câble le mieux adapté en terme de transmission d'information, de résistance aux attaques extérieures, de flexibilité, *etc.*

- *L'importance du choix de l'instrument opto-électronique*

Suivant le type d'interrogateur utilisé, on a des performances différentes en terme de résolution spatiale, portée, et incertitudes de mesure de déformation et de température. Il faut donc trouver pour chaque application, le compromis idéal selon le besoin de précision recherché.

Pour une étude limitée en portée comme celle présentée ici, l'utilisation d'un interrogateur Rayleigh est mieux adaptée car elle permet d'avoir une résolution spatiale élevée et donc d'observer plus de détails localisés. Par contre, lorsqu'il faudra surveiller des ouvrages entiers, l'interrogateur Brillouin sera le plus approprié grâce à sa portée de plusieurs dizaines de kilomètres. De plus, la résolution spatiale des interrogateurs Brillouin a récemment été améliorée du mètre au centimètre. Pour le moment, ces résultats sont seulement démontrés en laboratoire [20, 21].

- *La discrimination de la température et de la déformation*

Les mesures bruitées obtenues par les rétro-diffusions Brillouin et Rayleigh malgré la compensation en température montrent la problématique principale des capteurs répartis Brillouin et Rayleigh pour la surveillance d'ouvrages. En ce qui concerne les mesures par rétro-diffusion Brillouin, dans des conditions expérimentales hors du laboratoire, la dépendance de la fréquence Brillouin avec la température et la déformation que subit la fibre optique rend ambiguës les interprétations des mesures de décalages fréquentiels. A cela s'ajoute la très forte sensibilité à la température comparée à la sensibilité à la déformation de la fréquence Brillouin de fibres classiques ($\sim$20 fois plus élevée). Il est nécessaire de pouvoir séparer les influences de ces deux paramètres.

Plusieurs solutions sont envisageables, allant de l'utilisation de deux fibres optiques à la mesure simultanée de deux mesurandes dépendant simultanément de la température et de la déformation d'une fibre unique.

1.3 Mesure simultanée de la température et de la déforma-tion par des mesures réparties

1.3.1 Utilisation de deux fibres optiques

1.3.1.1 Fibre lâche et fibre solidaire du béton

Une des premières solutions proposées pour la discrimination de la température et de la déformation utilise deux fibres. Une des fibres (dite “lâche”) est isolée des effets de déformation et n’est alors sensible qu’aux changements de température. Généralement, ce système est réalisé en insérant cette fibre dans une gaine (appelée loose tube) dans laquelle elle est supposée être isolée mécaniquement. La deuxième fibre, solidaire du béton, va ainsi permettre de mesurer l’influence de la température et de la déformation [22]. Malgré la simplicité et le moindre coût que présente cette méthode, dans l’état actuel des connaissances des partenaires, nous n’avons trouvé aucune fibre qui reste véritablement insensible à la déformation que subit la structure lors de la mise en œuvre sur le terrain.

1.3.1.2 Mesures simultanées Raman/Brillouin

La mesure simultanée de la température et de la déformation peut également être possible grâce à une mesure du signal rétro-diffusé Raman, sensible uniquement à la température sur une fibre multimode. En parallèle, un système Brillouin permettrait une mesure de la déformation sur une fibre monomode en compensant l’effet de la température par la mesure Raman. Des travaux préliminaires sur la compensation de la température par mesure Raman sur une seule fibre optique ont été menés, on note des résultats d’incertitudes de température et déformation de 3,6°C et 80$\mu\varepsilon$, avec une résolution spatiale de 5m sur une distance de 6,3km [23].

Une autre approche de la compensation de la variation de température sur la fréquence Brillouin est présentée dans [24] avec l’utilisation de sources lasers Fabry-Perot et de codages d’implusions. Les multiples modes longitudinaux des sources lasers permettent d’avoir une mesure très précise de la diffusion Raman et une détection simultanée de décalage fréquentiel Brillouin. Elle permet d’atteindre des incertitudes de mesures de température et de déformations de 0,27°C et 30$\mu\varepsilon$ sur une distance de 25km.

Malgré ces très bonnes performances, les mises en œuvre expérimentales sont très complexes et ne sont pas adaptées pour des applications de surveillance d’ouvrages d’art. L’utilisation de deux interrogateurs Brillouin et Rayleigh avec deux fibres optiques semble être beaucoup plus aisée. Cette méthode est *a priori* la plus facile à mettre en œuvre sur le terrain et permettrait d’obtenir des performances métrologiques très bonnes [25]. De plus il existe des câbles multi-fibres qui permettent l’intégration des deux fibres dans le même câble. Cependant l’inconvénient de cette solution est le coût supplémentaire de l’interrogateur Raman (plusieurs dizaines de millers d’euros).

D’autres techniques plus innovantes pour mesurer simultanément la température et là déformation ont récemment été développées.

1.3.2 Utilisation d'une fibre unique

1.3.2.1 Capteurs à fibres optiques standard ou microstructurées

La mesure simultanée de la température et de la déformation à l'aide d'une seule fibre, en utilisant l'effet Brillouin, est possible, en théorie, avec la mesure de deux paramètres du spectre. En effet, un système de deux équations dépendantes de la température et de la déformation permettrait de déterminer les deux grandeurs.

Il peut s'agir du couple de paramètres gain/décalage Brillouin ou encore, décalage Brillouin/largeur du spectre, ou même les décalages Brillouin de deux pics du spectre. Cependant les incertitudes de mesure obtenues grâce à ces mesures simultanées restent assez grandes, de l'ordre de $100\mu\varepsilon$ en déformation et quelques degrés Celsius en température, pour une résolution spatiale de quelques mètres. Pour améliorer ces performances, de nouvelles méthodes sont proposées aujourd'hui. Elles reposent sur la mesure de deux paramètres du spectre Brillouin pour des fibres classiques (constituées de silice dopée) ou pour des fibres microstructurées PCF [6].

On peut citer les travaux sur la fibre LEAF [7] dans la thèse de V. Lanticq [26] qui utilisent le décalage de fréquence Brillouin des deux pics de résonances du spectre pour discriminer les effets de température et déformation, les incertitudes obtenues sont de l'ordre de $60\mu\varepsilon$ et de 2°C pour une résolution spatiale de 5m. De récents travaux sur la largeur Brillouin et la fréquence de décalage des deux premiers pics de la LEAF ont été effectués [27] et ont permis d'atteindre une incertitude de mesure de $37\mu\varepsilon$ et de 1.8°C pour une résolution spatiale de 4m. Malgré les progrès réalisés, ces performances ne répondent pas aux besoins industriels.

Les fibres microstructurées, composées d'un cœur solide en silice dopée et de plusieurs trous d'air placés de manière hexagonale dans la gaine, ont aussi été envisagées pour la séparation de la température et de la déformation. Il a été démontré pour un exemple de fibre PCF [28] que les coefficients en température et déformation des deux premiers pics sont différents. Ce qui permet de mieux séparer les deux effets, avec une incertitude atteinte de $15\mu\varepsilon$ et de 1.3°C pour une résolution spatiale de 15cm, mais avec une portée limitée à 2m.

Finalement, l'utilisation d'une fibre unique pour la séparation de la température et de la déformation par effet Brillouin entraîne deux cas de figure :

- une très bonne résolution spatiale avec de faibles incertitudes en température (de l'ordre du degré Celsius) et en déformation (de l'ordre de la dizaine de $\mu\varepsilon$), mais avec une portée très limitée, de l'ordre de quelques mètres,

- une grande portée supérieure au kilomètre avec une résolution spatiale de plusieurs mètres, mais avec des incertitudes de quelques degrés Celsius et des dizaines de $\mu\varepsilon$.

Dans tous les cas, ces performances restent insuffisantes pour nos applications soit en terme de portée, soit en terme de précision des mesures.

6. Photonic Crystal Fiber
7. Large Effective Are Fiber

1.3.2.2 Mesures simultanées Rayleigh/Brillouin

Une des solutions pour séparer les deux effets est de mesurer simultanément sur une fibre les spectres rétro-diffusés Brillouin et Rayleigh. En effet, dans les deux cas, le décalage fréquentiel est fonction du changement de température et de la déformation appliquée. La dépendance à la température et à la déformation est liée aux variations locales d'indice dans le cas de la diffusion Rayleigh et aux variations des vitesses des ondes acoustiques dans le cas de la diffusion Brillouin. Le décalage fréquentiel est obtenu par mesure directe du spectre pour la diffusion Brillouin et par inter-corrélation pour la diffusion Rayleigh.

On peut calculer la variation de température ΔT et de déformation $\Delta\varepsilon$ grâce au système d'équations suivant :

$$\begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta\varepsilon \end{pmatrix} = \frac{1}{D} \begin{pmatrix} -C_\varepsilon^R & C_\varepsilon^B \\ C_T^R & -C_T^B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\nu_B \\ \Delta\nu_R \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

avec $D = C_\varepsilon^B C_T^R - C_\varepsilon^R C_T^B$. $\Delta\nu_B$ et $\Delta\nu_R$ sont les deux décalages fréquentiels Brillouin et Rayleigh.

L'avantage de cette méthode est la précision que l'on peut obtenir en terme d'incertitudes de mesure. En effet, l'essai poutre présenté au paragraphe 1.2.3 a permis d'obtenir des incertitudes de mesure de température de l'ordre de 1°C et de déformation de l'ordre de $20\mu\varepsilon$. Cependant la portée des mesures était limitée à 70m, limitation due à l'interrogateur Rayleigh utilisé.

Un interrogateur commercial fonctionnant sur ce principe est désormais disponible depuis peu. La mesure Brillouin est effectuée grâce à la technique du Pulse Pre-Pump Brillouin Optical Time Domain Analysis (PPP-BOTDA) [29] tandis que la méthode du Tunable Wavelength Coherent Optical Time Domain Reflectometry (TW-COTDR) [30] est utilisée pour la mesure Rayleigh. Il promet des incertitudes de mesures de 0,5°C et de $5\mu\varepsilon$ pour une résolution spatiale de 2cm et une portée de 20km. La principale limite de mise en œuvre de cette méthode reste son coût très important ($\sim$400ke).

1.3.2.3 Capteurs à fibres biréfringentes

Les premiers travaux avec des fibres à maintien de polarisation [8] (PM) utilisaient la fréquence de décalage, la largeur et le gain Brillouin pour une mesure simultanée de la température et de la déformation [31, 32]. Grâce au maintien de la polarisation avec les fibres PM, on élimine les fluctuations d'intensité liées aux variations de polarisations et la mesure de la température et de la déformation est possible de manière assez précise. On arrive à des incertitudes de l'ordre de quelques dizaines de $\mu\varepsilon$, quelques degrés Celsius pour une résolution spatiale de quelques dizaines de centimètres mais une portée limité à quelques mètres.

Récemment une nouvelle technique pour améliorer la résolution spatiale des capteurs à fibres biréfringentes a vu le jour, via l'inscription d'un réseau acoustique Brillouin dans la fibre, dans le but de mesurer la température avec la biréfringence [33, 34, 35].

Une autre méthode, utilisant la biréfringence et la fréquence de décalage Brillouin, permet la mesure simultanée de la température et de la déformation [36]. Deux ondes contra-propagatives sont envoyées dans un axe de la fibre PM. On mesure alors classiquement le

8. fibres optiques à forte biréfringence, possédant deux axes orthogonaux principaux qui proviennent de leur fabrication

spectre de gain Brillouin stimulé, et l'information sur la température et la déformation est donnée par la fréquence de décalage Brillouin. Puis une troisième onde est introduite sur le deuxième axe de polarisation, cette dernière est diffractée par le réseau acoustique généré par les deux premières ondes. Sa fréquence est liée, grâce à une condition de phase, à la biréfringence de la fibre. La biréfringence variant également avec la température et la déformation, les deux équations peuvent être aisément résolues et une discrimination précise de la température et de la déformation est alors possible.

Les résultats expérimentaux donnent une incertitude de $3\mu\varepsilon$ pour la déformation et de 0.1°C pour la température. Cependant, malgré la très bonne sensibilité que l'on peut obtenir grâce à cette technique, le schéma d'expérimentation reste très complexe pour une utilisation dans le domaine du génie civil. Une difficulté supplémentaire réside dans le fait que les fibres PM ne maintiennent leur polarisation que sur une centaine de mètres, ce qui limite la portée pour l'utilisation de cette technique de discrimination de la température et de la déformation.

1.4 Conclusion

Comme nous venons de voir dans ce chapitre, les capteurs à fibre optiques répartis (Brillouin, Raman et Rayleigh) sont des outils très intéressants pour la surveillance d'ouvrages avec de grands linéaires comme dans le génie civil ou l'industrie du gaz et du pétrole. Ils permettent d'obtenir des profils de température et/ou de déformation tout le long du trajet optique de manière continue. Des mesures réparties par fibres optiques vont donc venir compléter l'instrumentation classique qui est ponctuelle. Nous nous concentrerons dans la suite de ce manuscrit aux mesures réparties par rétro-diffusion Brillouin car elles permettent de satisfaire au mieux nos exigences en terme de portée (plusieurs kilomètres) et de résolution spatiale (de 50cm à 1m).

Les performances des interrogateurs Brillouin sont sans cesse en évolution en terme de résolution spatiale, de portée ou encore de dynamique de mesure. Cependant en ce qui concerne les sensibilités de la fibre optique à la température et à la déformation, des travaux restent encore à effectuer. En effet, les performances actuelles des fibres optiques développées sont de $\sim$1MHz/$20\mu\varepsilon$ et $\sim$1MHz/°C. Ce qui représente une incertitude de mesure de déformation de $20\mu\varepsilon$ à température constante, et de température de 1°C à déformation constante.

Nous pouvons résumer les performances des capteurs répartis présentés dans ce chapitre dans le tableau 1.2. Les données entre parenthèses présentent les améliorations prévues dans un avenir proche.

Table 1.2: Tableau récapitulatif des performances des capteurs à fibres optiques répartis.

	Rayleigh	Brillouin	Raman
Rés. spatiale (m)	<3mm	50cm (5cm)	1m (25cm)
Portée (km)	70m (2km)	10-50km (3-5km)	10-30km (2km)
Temps d'acquisition	30s (10kHz)	qqls min (Hz)	30s-qqls. min
$u(\varepsilon)$ ($\mu\varepsilon$)	1	20	-
$u(T)$ (°C)	0,1	1	0,1

TABLE 1.3: Tableau récapitulatif des méthodes existantes de mesure simultanée de la température et de la déformation, utilisant des capteurs à fibres optiques répartis.

Mise en œuvre		Méthode de mesure	Année	Portée	Rés. spat.	$u(\varepsilon)$	$u(T)$
2 FO	1 FO solidaire 1 FO lâche	Rayleigh ou Brillouin ($\Delta\nu$)	-	Difficulté d'exécution (REX EDF/Andra)			
	2 FO solidaires	Rayleigh + Brillouin ($\Delta\nu$)	2011	70m	1m	20$\mu\varepsilon$	1°C
1 FO	1 FO solidaire	Raman + Brillouin + codages d'impulsion	2010	25km	qqs m	30$\mu\varepsilon$	0.27°C
	1 FO solidaire	Brillouin ($\Delta\nu$, $\delta\nu$)	2004	>10km	>1m	100$\mu\varepsilon$	>1°C
	1 FO solidaire (LEAF)	Brillouin ($\Delta\nu_{2pics}$, $\delta\nu_{2pics}$)	2011	>10km	4m	37$\mu\varepsilon$	1.8°C
	1 FO solidaire (PCF)	Brillouin ($\Delta\nu_{2pics}$)	2004	2m	0.15m	15$\mu\varepsilon$	1.3°C
	1 FO solidaire	Rayleigh + Brillouin ($\Delta\nu$)	2008	70m	2cm	20$\mu\varepsilon$	1°C

Mes travaux portent principalement sur deux objectifs. Le premier objectif consiste à spécifier une fibre optique plus sensible à la déformation afin de réduire l'incertitude de mesure de déformation. Le deuxième objectif est de proposer une méthode permettant de séparer les effets de température et de déformation grâce à la rétro-diffusion Brillouin dans les fibres optiques. En effet, on peut voir, dans le tableau 1.3, récapitulatif des méthodes existantes de discrimination de la température et de la déformation, qu'aucune ne satisfait pleinement les exigences pour les applications visées.

Nous présenterons dans le chapitre suivant nos travaux de modélisation qui nous permettront de consolider la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu lors de la diffusion Brillouin. Ces modèles, validés par l'expérimentation, vont nous permettre d'obtenir *in fine* un capteur à fibre optique réparti basé sur l'effet Brillouin présentant la meilleure fidélité, fiabilité et pérennité dans le temps tout en permettant une analyse différenciant température et déformation. Durant tous nos travaux, nous ne nous sommes intéressés qu'aux propriétés de la fibre nue sans son revêtement. Le conditionnement du câble à fibre optique (fibre nue + revêtement) dans le milieu d'emploi constitue le sujet de thèse de J.M. Hénault [8].

Bibliographie

[1] Spécification générique pour les capteurs à fibres optiques. *Association Française de Normalisation*, Août 1999.

[2] P. Ferdinand. Capteurs à fibres optiques à réseaux de bragg. *Les Techniques de l'Ingénieur, Traité Mesures et contrôle*, 2008.

[3] G. R. Fowles. *Introduction to modern optics.* Dovez, NewYork, USA, 1975.

[4] D. Marcuse. *Theory of dielectrical optical waveguides.* Academic Press, San Diego USA, 1991.

[5] www.perfos.com.

[6] G. Duck, G. Renaud, and R. Measures. The mechanical load transfer into a distributed optical fiber sensor due to a linear strain gradient : embedded and surface bonded cases. *Smart Mater. Struct.*, 8(10-11) :175–181, 1999.

[7] J. Dupont. *Comportements de capteurs à fibres optiques, noyés ou fixés en surface d'ouvrage en béton.* PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 2002.

[8] J.-M. Henault, M. Quiertant, S. Delepine-Lesoille, J. Salin, G. Moreau, F. Taillade, and K. Benzarti. Quantitative strain measurement and crack detection in rc structures using a truly distributed fiber optic sensing system. *Constr. Build Mater*, 2012.

[9] B.J. Soller, D.K. Gifford, M.S. Wolfe, and M.E. Froggatt. High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies. *Opt. Express*, 13 (2) :666–674, 2005.

[10] J. M. Lopez-Higuera. *Handbook of optical Fiber Sensing Technology.* John Wiley & sons, New York USA, 2002.

[11] Z. Liu and A. K. Kim. Review of recent developments in fire detection technologies. *Journal of fire Protection Engineering*, 13(2) :129–151, 2011.

[12] J.-M. Henault, G. Moreau, S. Blairon, J. Salin, J. R. Courivaud, F. Taillade, E. Merliot, Jean-Philippe Dubois, Johan Bertrand, Stéphane Buschaert, Stefan Mayer, and Sylvie Delepine-Lesoille. Truly distributed optical fiber sensors for structural health monitoring : from the telecommunication optical fiber drawing tower to water leakage detection in dikes and concrete structure strain monitoring. *Advances in Civil Engineering*, 2010, 2010.

[13] A. Soni A. Mishra. Leakage detection using fibre optics distributed temperature. *6th Pipeline Technology Conference*, 2011.

[14] G. Yilmaz and S. E. Karlik. A distributed optical fiber sensor for temperature detection in power cables. *Sensors and Actuators A*, 125 :148–155, 2006.

[15] G. d'urso, A. Girard, J.-M. Henault, and M. Rigault. Premier apport du traitement du signal pour la détection de fuite dans des digues en terre. *Colloque GRETSI*, pages 1093–1096, Sept. 2007.

[16] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda. Tensile strain dependence of brillouin frequency shift in silica optical fibers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1(5) :107–108, May 1989.

[17] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada. Tensile strain dependence of brillouin frequency shift in silica optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 13 (7) :1296–1302, July 1995.

[18] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 15(10) :1842–1851, Oct. 1997.

[19] S. Delepine-Lesoille, E. Merliot, C. Boulay, L. Quétel, M. Delaveau, and A. Courteville. Quasi-distributed optical fibre extensometers for continuous embedding into concrete : design and realization. *Smart Materials and Structures*, 15(4) :931–938, 2006.

[20] W. Zou, X. Bao, Y. Wan, and L. Chen. Coherent probe-pump-based brillouin sensor for centimeter-crack detection. *Opt. Lett.*, 30(4) :370–372, 2009.

[21] L. Thévenaz and S. Foaleng Mafang. Distributed fiber sensing using brillouin echoes. *19th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 7004, Apr. 2008.

[22] X. Bao, D.J. Webb, and D. A. Jackson. Combined distributed temperature and strain sensor based on brillouin loss in an optical fiber. *Opt. Lett*, 19(2) :141–142, 1994.

[23] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho, and T. P. Newson. Simultaneous temperature and strain measurement with combined spontaneous raman and brillouin scattering. *Opt. Lett.*, 30 (11) :1276–1278, 2005.

[24] G. Bolognini and M. A. Soto. Optical pulse coding in hybrid distributed sensing based on raman and brillouin scattering employing fabry–perot lasers. *Opt. Lett.*, 18(8) :8459–8465, 2010.

[25] S. Blairon, S. Delepine-Lesoille, and G. Vinceslas. Truly distributed optical fiber extensometers for geomechanical structure monitoring (dikes and underground repository) : Influence of sensor external coating. *International Symposium on Field Measurements in GeoMechanics*, 2011.

[26] V. Lanticq. *Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil.* PhD thesis, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2009.

[27] X. Liu and X. Bao. Simultaneous temperature and strain measurement with bandwidth and peak of the brillouin spectrum in leaf fiber. *Proc. SPIE 7753*, 775328 :1094–1096, 2011.

[28] L. Zou, X. Bao, S. Afshar V., and L. Chen. Dependence of the brillouin frequency shift on strain and temperature in a photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 29(13) :1485–1487, July 2004.

[29] L. Che-Hsien, K. Nishiguchi, M. Miyatake, A. Makita, M. Yokoyama, K. Kishita, T. Mozutani, and N. Takeda. Ppp-botda method to achieve 2cm spatial resolution in brillouin distributed measuring technique. *IEICE Technical Report*, OFT2008-13, 2008.

[30] L. Lu, Y. Song, F. Zhu, and Xuping Zhang. Dual frequency probe based coherent optical time domain reflectometry. *Opt. Communications*, 285(10-11) :2492–2495, 2012.

[31] Q. Yu, X. Bao, and L. Chen. Simultaneous strain and temperature measurements with polarization-maintaining fibers and their error analysis by use of a distributed brillouin loss system. *Opt. Lett.*, 29(12) :1342–1344, June 2004.

[32] Q. Yu, X. Bao, and L. Chen. Strain dependence of brillouin frequency, intensity, and bandwidth in polarization-maintaining fibers. *Opt. Lett.*, 29(14) :1605–1607, July 2004.

[33] Y. Dong, X. Bao, , and L. Chen. Distributed temperature sensing based on birefringence effect on transient brillouin grating in a polarization-maintaining photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 34 :2590–2592, 2009.

[34] K. Y. Song, W. Zou, Z. He, and K. Hotate. All-optical dynamic grating generation based on brillouin scattering in polarization-maintaining fiber. *Opt. Lett.*, 33 :926–928, 2008.

[35] Y. Dong, L. Chen, and X. Bao. Truly distributed birefringence measurement of polarization-maintaining fibers based on transient brillouin grating. *Opt. Lett.*, 35 :193–195, 2010.

[36] W. Zou, Z. He, and K. Hotate. Complete discrimination of strain and temperature using brillouin frequency shift and birefringence in a polarization-maintaining fiber. *Opt. Lett.*, 17 :1248–1255, 2009.

Chapitre 2

Diffusion Brillouin : des principes fondamentaux à la prise en compte des contraintes technologiques

Après avoir effectué une description succincte de la diffusion Brillouin et présenté son intérêt pour les capteurs de température et de déformation, nous détaillerons les équations qui la régissent ainsi que les différentes étapes de calcul du spectre Brillouin dans une fibre optique.

Nous avons mis en œuvre un outil expérimental pour la mesure du spectre Brillouin afin de valider les résultats de modélisations. Dans ce chapitre nous présenterons les outils de modélisation et de mesures expérimentales des spectres Brillouin. Puis, nous étudierons l'influence des propriétés de la fibre optique (types de dopants, concentrations de dopants, géométrie...) sur le spectre Brillouin.

Enfin, nous verrons l'importance de la prise en compte des paramètres de fabrication, notamment des contraintes résiduelles dans la fibre optique, dans la modélisation du spectre Brillouin.

2.1 Phénomène Brillouin dans les fibres optiques

Nous présenterons dans ce paragraphe le principe et les équations de la diffusion Brillouin. Le banc expérimental utilisé pour les mesures de spectres Brillouin et les outils de modélisation vont être ensuite détaillés.

2.1.1 Approche phénoménologique

Lorsqu'une onde lumineuse de longueur d'onde λ_0 se propage dans une fibre optique, une partie de la lumière incidente est diffusée de manière isotrope à cause des inhomogénéités locales présentes dans la fibre. Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédant, plusieurs processus de diffusion de la lumière par la silice sont possibles : la rétro-diffusion Rayleigh, la rétro-diffusion Raman et la rétro-diffusion Brillouin.

La diffusion Brillouin dans les fibres optiques provient de l'interaction entre l'onde incidente (champ optique) et une variation caractéristique de la densité volumique du matériau dans la

fibre équivalente à la propagation d'ondes acoustiques, caractérisées par des particules appelées phonons.

Il existe deux types de diffusion Brillouin, la diffusion Brillouin spontanée et la diffusion Brillouin stimulée.

Diffusion Brillouin spontanée

On parle de diffusion Brillouin spontanée lorsque la variation de la densité est liée à l'agitation thermique à laquelle est soumis le matériau. Dans ce cas, la diffusion Brillouin peut être expliquée comme résultant de la réflexion de Bragg de l'onde optique incidente sur l'onde acoustique de fréquence ω_a, mobile à la vitesse V_a dans la direction du vecteur d'onde $\overrightarrow{q}$.

Pour une onde lumineuse incidente de vecteur d'onde $\overrightarrow{k_0}$, faisant un angle $(\overrightarrow{k_0}, \overrightarrow{q}) = \frac{\pi}{2} + \frac{\theta}{2}$ (voir Figure 2.1), il y a réflexion de Bragg lorsque $\lambda_0 = 2\Lambda_a sin\frac{\theta}{2}$,

où $\Lambda_a = \frac{2\pi}{q}$ et $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$ sont respectivement les longueurs d'onde acoustique et optique.

La condition de Bragg, qui n'est rien d'autre que la condition d'accord de phase pour l'émission Brillouin, peut aussi s'écrire $\frac{\omega_a}{\omega_0} = \frac{2nV_a}{c} sin\frac{\theta}{2}$.

Les photons de la lumière diffusée peuvent alors soit gagner de l'énergie lorsqu'il y a absorption de phonons acoustiques (composante anti-Stokes), soit perdre de l'énergie, en cas d'émission de phonons (composante Stokes).

La composante anti-Stokes de l'émission Brillouin est caractérisée par une diffusion à la fréquence ω_{AS} et par l'équation des vecteurs d'ondes :

$$\omega_{AS} = \omega_0 + \omega_a \tag{2.1}$$

$$\overrightarrow{k_{AS}} = \overrightarrow{k_0} + \overrightarrow{q} \tag{2.2}$$

La composante Stokes quant à elle est caractérisée par les équations (2.3) et (2.4). Une illustration du couplage des vecteurs d'ondes dans le cas d'une onde Stokes est présentée à la Figure 2.1.

$$\omega_S = \omega_0 - \omega_a \tag{2.3}$$

$$\overrightarrow{k_S} = \overrightarrow{k_0} - \overrightarrow{q} \tag{2.4}$$

Dans une fibre optique monomode, la lumière diffusée est guidée essentiellement dans l'axe de la fibre, que ce soit dans le sens de l'onde incidente ou dans le sens inverse. Les seuls angles admissibles entre les deux vecteurs d'onde sont donc $\theta = 0$ et $\theta = \pi$.

Si $\theta = 0$, le décalage de fréquence Brillouin s'annule pour une diffusion dans le sens de l'onde pompe. Par contre, si $\theta = \pi$, la diffusion est maximale, on parle alors de rétro-diffusion Brillouin (cf. Figure 2.2).

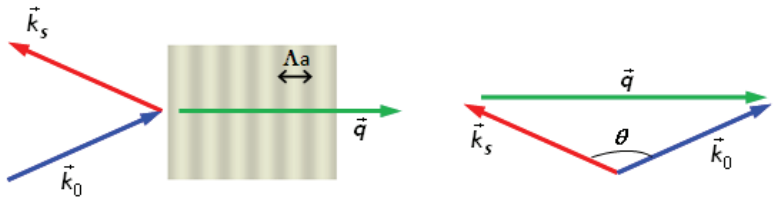

FIGURE 2.1: Diffusion Brillouin spontanée : illustration de la condition de couplage de l'onde pompe avec une onde acoustique : cas d'une onde Stokes.

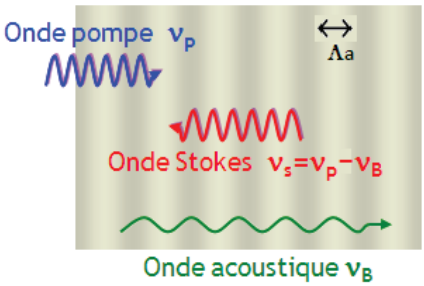

FIGURE 2.2: Principe de la rétro-diffusion Brillouin

Au vu des relations entre les fréquences et les vecteurs d'onde, la fréquence de décalage de l'onde rétro-diffusée, encore appelée fréquence Brillouin ν_B est liée aux propriétés acousto-optiques de la fibre optique et est définie par la relation de couplage [1] :

$$\nu_B = \frac{2n_{eff}V_a}{\lambda_0} \tag{2.5}$$

où n_{eff} est l'indice effectif de l'onde optique à la longueur d'onde λ_0 et V_a est la vitesse des ondes acoustiques considérées.

Diffusion Brillouin stimulée

Lorsque deux ondes optiques contra-propagatives coexistent dans la fibre (onde pompe et onde sonde), elles introduisent par électrostriction une onde acoustique [2] (voir Figure 2.3). La variation de la densité volumique au sein du matériau, à l'origine de l'onde acoustique créée, est causée par la fréquence de battement entre les deux ondes contra-propagatives lorsque celle-ci est égale à la fréquence Brillouin.

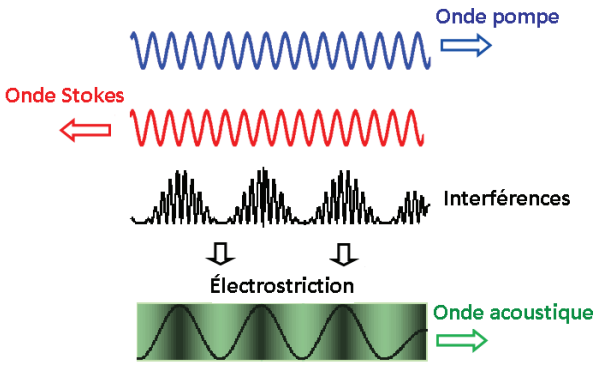

Figure 2.3: Génération d'une onde acoustique par électrostriction

Cette nouvelle onde acoustique va se coupler à l'onde pompe et renforcer l'onde Stokes, et ainsi de suite... Le phénomène rebouclé sur lui même va conduire à une amplification de l'onde Stokes (onde sonde) par l'onde pompe, c'est le phénomène de diffusion Brilllouin stimulée. Un schéma représentatif de la diffusion Brillouin stimulée est présenté à la Figure 2.4.

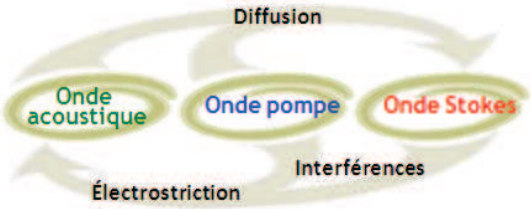

Figure 2.4: Schématisation de la génération de la diffusion Brillouin stimulée (d'après [3]).

Quel que soit le cas de diffusion Brillouin considéré, la variation de densité volumique est associée à des ondes mécaniques (ondes acoustiques) qui peuvent être modifiées par la température locale et la déformation que subit la fibre. Ces derniers entraînent la variation de plusieurs paramètres du spectre Brillouin (largeur, amplitude, fréquence, *etc.*). Nous nous intéressons particulièrement à la sensibilité de la fréquence Brillouin car celle-ci est plus grande comparée à celle des autres paramètres du spectre. On réalise ainsi un capteur à fibre optique réparti à travers la mesure des changements statiques et dynamiques de la fréquence Brillouin tout le long de la fibre optique.

La fréquence Brillouin est dépendante des paramètres acousto-optiques du matériau qui constitue la fibre, à savoir l'indice effectif (n_{eff}) du mode optique et la vitesse acoustique effective (V_{eff}) du mode acoustique considéré. La dépendance à la température et à la déformation (contraintes internes ou externes) de la fréquence Brillouin provient des variations de ces derniers. Cette dépendance va nous permettre de mesurer les variations de température (ΔT) et de déformation ($\Delta\varepsilon$) que subit la fibre via les coefficients C_T et C_ε (cf. l'équation (2.6)).

$$\Delta\nu_B = C_\varepsilon \Delta\varepsilon + C_T \Delta T \tag{2.6}$$

2.1.2 Techniques de mesure de spectres Brillouin

Grâce aux différentes collaborations au sein de cette thèse, nous disposons de trois systèmes différents d'interrogation Brillouin des fibres optiques : un banc de spectroscopie Brillouin développé en laboratoire et deux interrogateurs Brillouin commerciaux.

Le banc de spectroscopie Brillouin développé au laboratoire caractérise la rétro-diffusion spontanée amplifiée (B-OTDR [1]). Les deux autres systèmes fonctionnent sur le principe de B-OTDA [2], ils analysent la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Les longueurs d'onde de fonctionnement des interrogateurs sont de l'ordre de $\lambda_0 \sim 1550$nm. Les deux interrogateurs B-OTDA sont présentés plus en détail en Annexe C.

Notre banc de caractérisation Brillouin est un réflectomètre fondé sur une technique de mesure du spectre Brillouin spontané. Il repose initialement sur les travaux de Yeniay *et al.* [4]. Cette technique présente un avantage par rapport aux systèmes B-OTDA. En effet, en cas de rupture en un point de la fibre, il est encore possible de faire des mesures jusqu'au point de rupture.

Deux schémas de montage sont possibles selon que l'on souhaite faire une mesure du spectre de gain Brillouin moyenné sur l'ensemble de la fibre (régime continu ou CW) ou faire une mesure distribuée du spectre Brillouin en tout point de la fibre (régime impulsionnel) (cf.[5]).

- Régime continu :

La mesure du spectre intégré sur l'ensemble de la fibre est effectuée avec le dispositif expérimental présenté à la Figure 2.5. La lumière issue d'un laser de type DFB [3], est répartie dans les deux bras du montage. L'un des bras, appelé pompe, permet d'envoyer le signal lumineux dans la fibre à tester. Le signal rétro-diffusé par la fibre est ensuite recombiné avec l'onde provenant de l'autre bras appelé oscillateur local, à l'aide d'un coupleur 50/50. Un brouilleur de polarisation est placé sur ce bras pour pallier une éventuelle sensibilité à la polarisation du dispositif.

Après battement des deux signaux, un détecteur équilibré récupère le signal qui est ensuite amplifié puis transmis à l'analyseur de spectre électrique. Le spectre ainsi obtenu, en régime Brillouin spontané, est alors exactement le spectre de gain Brillouin sur l'ensemble de la fibre. On est en régime spontané lorsque les niveaux de puissance sont suffisamment faibles pour qu'il n'y ait pas de déformation du spectre. En effet, en émission stimulée, le phénomène de gain stimulé modifie la répartition spectrale sans modifier les fréquences Brillouin[6].

1. Brillouin Optical Time Domain Reflectometry
2. Brillouin Optical Time Domain Analysis
3. Distributed FeedBack

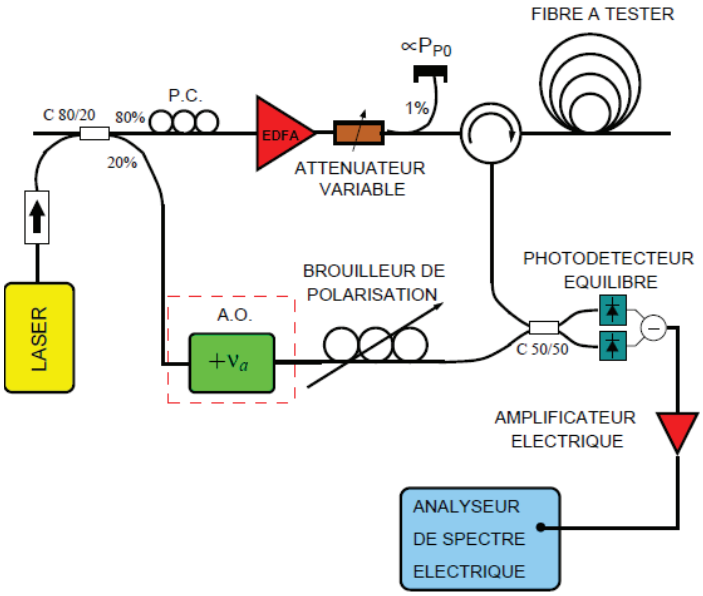

Figure 2.5: Banc de mesure auto-hétérodyne du spectre de gain Brillouin

- Régime impulsionnel :

Pour l'obtention d'un spectre distribué en tout point de la fibre optique, le signal laser continu est remplacé par un signal impulsionnel. Le montage est alors en configuration B-OTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry). L'analyseur de spectre électrique est utilisé comme un simple filtre passe-bande. Une carte d'acquisition est ajoutée en sortie de l'analyseur de spectre pour récupérer les traces temporelles pour chaque fréquence du spectre Brillouin. Le spectre Brillouin final est reconstruit en tout point de la fibre en déplaçant la fréquence centrale du filtre électrique. La résolution spatiale maximale que nous avons pu obtenir avec ce système est de 5m.

La puissance de seuil Brillouin qui détermine le passage du régime Brillouin spontané au régime Brillouin stimulé est définie par l'équation (2.7) [7]. Avec g_B le gain Brillouin défini à l'équation (2.23) [1], L_{eff} et A_{eff} sont respectivement la longueur effective de la fibre et l'aire effective du mode optique E qui se propage, α est l'amplitude des pertes linéiques dans la fibre et G est une constante sans dimension dépendant de la longueur de la fibre. G=21 pour des fibres de longueur d'une centaine de mètres et G=18 pour des fibres de plusieurs dizaines de kilomètres [8]. Pour une fibre monomode classique de longueur 1km, la puissance seuil est d'environ 100mW.

$$P_{seuil} g_B L_{eff}/Aeff \simeq G \tag{2.7}$$

$$L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \qquad et \qquad A_{eff} = \frac{\langle E^2 \rangle^2}{\langle E^4 \rangle} \tag{2.8}$$

Mon travail en début de thèse a consisté à prendre en main le banc de mesure et à effectuer plusieurs mesures de spectres Brillouin CW et distribués de fibres connues. Les mesures en régime continu (spectres Brilouin spontanés) nous permettent de valider les modèles théoriques.

Les mesures en B-OTDR quant à elles nous permettent de voir l'évolution du spectre tout le long de la fibre optique. Cette mesure répartie est utile pour analyser les variations locales du spectre avec la déformation et le changement de température auxquels est soumise la fibre.

Quelques exemples de spectres Brillouin mesurés sur le banc expérimental de fibres standard Télécom (SMF [4], LEAF [5] et DSF [6]) sont présentés dans les Figures 2.6, 2.7 et 2.8. Les mesures sont effectuées avec une incertitude et une reproductibilité (à température et déformation constante) de l'ordre de 0,1MHz sur les valeurs des fréquences Brillouin ν_B.

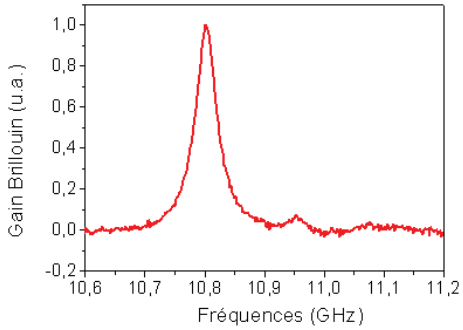

FIGURE 2.6: Spectre Brillouin d'une fibre de type SMF

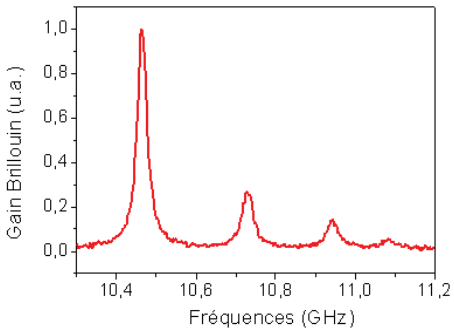

FIGURE 2.7: Spectre Brillouin d'une fibre de type LEAF

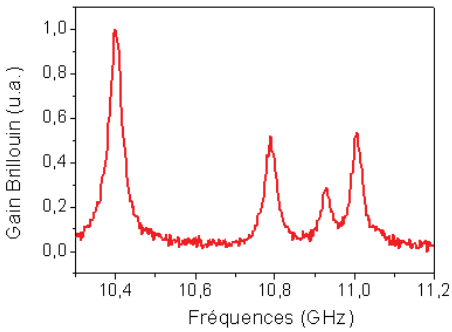

FIGURE 2.8: Spectre Brillouin d'une fibre de type DSF

4. Single Mode Fiber
5. Large Effective Area Fiber
6. Dispersion Shifted Fiber

2.1.3 Équations de la diffusion Brillouin

La propagation des ondes acoustiques dans la fibre optique est régie par l'équation de Navier Stokes [9] :

$$\rho\frac{\partial^2\overrightarrow{u}}{\partial t^2} = \left(\lambda + 2\mu + \eta_{11}\frac{\partial}{\partial t}\right)\nabla(\nabla.\overrightarrow{u}) - \left(\mu + \eta_{44}\frac{\partial}{\partial t}\right)\nabla\times(\nabla\times\overrightarrow{u}) + \frac{\gamma_{12}}{2}\varepsilon_0\nabla(\overrightarrow{E}.\overrightarrow{E}) + \gamma_{44}\varepsilon_0\nabla.(T) \tag{2.9}$$

$\overrightarrow{u} = (u_x, u_y, u_z)$ est le vecteur déplacement des ondes acoustiques, ρ la densité volumique, $\overrightarrow{E}$ le champ optique, $\gamma_{12} = n^4 p_{12}$ et $\gamma_{44} = n^4 p_{44}$ les constantes électrostrictives, η_{12} et η_{44} les constantes visco-élastiques des ondes acoustiques respectivement longitudinales et transverses et T le tenseur composé des produits du champ $\overrightarrow{E}$. λ et μ sont les constantes de Lamé encore appelées constantes d'élasticité du deuxième ordre.

Le premier terme du membre de droite de l'équation (2.9) décrit la dilatation/compression de la fibre (ondes acoustiques longitudinales) tandis que le deuxième décrit le cisaillement (ondes acoustiques transverses). Le troisième terme quant à lui, décrit la force électrostrictive causée par le champ optique, elle n'est considérable qu'en régime Brillouin stimulé.

Nous nous concentrerons dans la suite sur la modélisation des spectres de rétro-diffusion spontanée. En effet, en régime spontané, les couplages acousto-optiques sont conservés et il n'y a pas de modifications de forme du spectre en fonction de la puissance de l'onde pompe.

En régime spontané, dans un milieu homogène, isotrope et sans pertes, l'équation des ondes acoustiques correspond à l'équation (2.9) sans les termes sources, elle s'écrit comme suit [10] :

$$\rho\frac{\partial^2\overrightarrow{u}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla.\overrightarrow{u}) - \mu\nabla\times(\nabla\times\overrightarrow{u}) \tag{2.10}$$

Les solutions recherchées des équations d'ondes acoustiques sont des ondes propagatives suivant la longueur de la fibre (axe z). Par analogie à l'électromagnétisme, on peut écrire le vecteur déplacement sous la forme :

$$\overrightarrow{u} = \overrightarrow{U}(x, y, z)exp(j\omega t) = \overrightarrow{U_t}(x, y)exp(j\omega t - j\beta_{acoust}z) \tag{2.11}$$

où ω est la pulsation de l'onde acoustique et β_{acoust} est sa constante de propagation.

Le vecteur déplacement $\overrightarrow{u}$ peux être décomposé en une somme de deux composantes couplées, $\overrightarrow{u_a} = \nabla\Phi$ et $\overrightarrow{u_b} = \overrightarrow{\nabla}\times\overrightarrow{\Psi}$ où Φ et $\overrightarrow{\Psi}$ sont les solutions respectivement d'une équation scalaire et d'une équation vectorielle comme suit [10] :

$$\frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho}\nabla^2\Phi - \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0 \tag{2.12}$$

$$\frac{\mu}{\rho}\nabla^2\overrightarrow{u_b} - \frac{\partial^2\overrightarrow{u_b}}{\partial t^2} = 0 \tag{2.13}$$

Les solutions particulières des équations de propagation acoustiques (2.12) et (2.13) sont appelées modes de propagation. Suivant l'application souhaitée, il existe deux types de résolution

des modes de propagation acoustiques. Une résolution dite vectorielle, qui prend en compte toutes les ondes acoustiques se propageant dans le matériau (couplages d'ondes longitudinales et d'ondes transverses), et une résolution dite scalaire, qui par simplification, ne considère que les ondes longitudinales dans le matériau. Une comparaison des résultats obtenus grâce aux deux modes de résolutions sera faite au paragraphe (2.1.6).

L'équation de propagation optique quant à elle s'écrit sous la forme :

$$\nabla_t^2 E(x,y) + \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 \left[n(x,y)^2 - n_{eff}^2\right] E(x,y) = 0 \tag{2.14}$$

2.1.3.1 Calcul des modes de propagation : résolution vectorielle

On parle de résolution vectorielle de l'équation des ondes acoustiques, lorsqu'on prend en compte les ondes longitudinales (ondes de dilatation/compression) et les ondes transverses (ondes de cisaillement) dans la détermination des modes acoustiques. En recherchant des solutions de la forme $\overrightarrow{u} = \overrightarrow{U}(x,y,z)exp(j\omega t)$, somme des composantes $\overrightarrow{u_a} = \nabla\Phi$ et $\overrightarrow{u_b} = \overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{\Psi}$, l'équation (2.10) de Navier Stokes devient (voir l'Annexe B) [11] :

$$\nabla.([C]\nabla_s \overrightarrow{U}) + \rho\omega^2 \overrightarrow{U} = \overrightarrow{0} \tag{2.15}$$

où $[C]$ est la matrice de rigidité du matériau, ses composantes étant liées aux constantes d'élasticité du matériau à travers les vitesses acoustiques longitudinale et transverse V_L et V_T (voir les équations (2.16) et (2.17)).

Les deux coefficients de Lamé permettent de définir les vitesses de dilatation et de cisaillement du matériau :

$$[C] = \rho \cdot \begin{pmatrix} V_L^2 & V_L^2 - 2V_T^2 & V_L^2 - 2V_T^2 & 0 & 0 & 0 \\ V_L^2 - 2V_T^2 & V_L^2 & V_L^2 - 2V_T^2 & 0 & 0 & 0 \\ V_L^2 - 2V_T^2 & V_L^2 - 2V_T^2 & V_L^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & V_T^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & V_T^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_T^2 \end{pmatrix}$$

$$V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \tag{2.16}$$

$$V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{2.17}$$

L'opérateur $\nabla_s u$ est défini par l'équation (2.18), avec le vecteur $\overrightarrow{u} = (u_x, u_y, u_z)$[12] :

$$(\nabla_s u)_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial j} + \frac{\partial u_j}{\partial i}\right) \qquad i,j = x,y,z. \tag{2.18}$$

Enfin, en considérant que la fibre est longitudinalement invariante, on peut remplacer les dérivées suivant z par un facteur $i\beta_{acoust}$. En résolvant l'équation (2.15) on obtient les répartitions spatiales des ondes acoustiques longitudinale (u_z) et transverses (u_x et u_y).

2.1.3.2 Calcul des modes de propagation : résolution scalaire

Lorsqu'on néglige les composantes transverses du vecteur déplacement devant la composante axiale, les ondes acoustiques sont considérées comme des ondes purement scalaires.

Dans le cas d'une résolution scalaire (Eq. (2.12)), les modes qui se propagent dans la fibre en plus du mode optique LP_{01} (fibre monomode), sont les modes acoustiques longitudinaux, appelés modes L_{0m} (m correspond au numéro du mode acoustique).

Le profil du mode optique et ceux des modes acoustiques L_{0m} sont obtenus après résolution de l'équation de propagation optique (Eq.(2.14) [13]) et de l'équation de propagation des ondes acoustiques (Eq.(2.19) [11], [14]).

Comme nous l'avons vu au paragraphe (2.1.1), le phénomène de rétro-diffusion Brillouin n'est possible qu'avec l'accord de phase entre l'onde optique et l'onde acoustique. Cette condition de Bragg nous permet de déduire la constante de propagation acoustique β_{acoust} avec $\beta_{acoust} = 2\beta_{opt} = 4\pi n_{eff}/\lambda_0$.

$$\nabla_t^2 u_m(x,y) + \left[\frac{\omega_m^2}{V_L^2(x,y)} - \beta_{acoust}^2\right] u_m(x,y) = 0 \tag{2.19}$$

$$\nabla_t^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tag{2.20}$$

où λ_0 est la longueur d'onde du laser, ∇_t est le laplacien transverse défini à l'équation (2.20) et n_{eff} l'indice effectif du mode optique. $E(x,y)$ représente la répartition transverse du mode optique et $u_m(x,y)$ celle du mode acoustique L_{0m}, de pulsation ω_m. $n(x,y)$ et $V_L(x,y)$ sont respectivement les profils d'indice de réfraction et de vitesse acoustique longitudinale provenant des mesures faites sur le plan de section de la fibre à analyser.

2.1.4 Calcul du spectre Brillouin

Le spectre de gain Brillouin est défini par le couplage du mode optique avec les modes acoustiques guidés dans la fibre optique. Les ondes acoustiques sont atténuées par la viscosité du matériau avec une constante d'amortissement Γ_B égale à l'inverse du temps de vie des ondes acoustiques. Cette atténuation confère un profil lorentzien au spectre Brillouin.

L'intégrale de recouvrement entre le mode optique et les différents modes acoustiques I_m^{ao} nous permet de déterminer le spectre Brillouin $S(\nu)$ comme une somme de lorentziennes de largeur Γ_B, centrées sur les fréquences Brillouin ν_B^m des ondes acoustiques et pondérées par I_m^{ao} [15] :

$$S(\nu) = g_B \sum_m I_m^{ao} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Gamma_B/2)^2 + (\nu - \nu_B^m)^2} \tag{2.21}$$

avec

$$I_m^{ao} = \frac{\langle E(x,y)^2 u_m(x,y)\rangle^2}{\langle E(x,y)^4\rangle\langle u_m(x,y)^2\rangle} \tag{2.22}$$

La largeur spectrale Γ_B est liée aux coefficients visco-élastiques du matériau. Elle est supposée identique pour tous les modes et varie en fonction du type de dopants présents dans la fibre et des conditions de fabrication. g_B est le gain Brillouin, dépendant des propriétés matériaux de la fibre, il quantifie le transfert d'énergie de l'onde pompe à l'onde sonde en régime Brillouin stimulé. g_B est défini par l'équation suivante :

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\lambda_0^2 \rho V_L \Gamma_B} \tag{2.23}$$

où p_{12} est un coefficient du tenseur photo-élastique, ρ la densité volumique du matériau, c la célérité de la lumière dans le vide.

2.1.5 Outils de simulation

Pour modéliser le spectre de gain Brillouin des fibres optiques, la connaissance de la composition de la fibre et de ses paramètres optiques (indice de réfraction $n(x, y)$) et mécaniques (vitesses acoustiques $V_L(x, y)$ et $V_T(x, y)$) est essentielle. La connaissance des contraintes internes emprisonnées dans les fibres optiques durant leur fabrication est également importantes pour la simulation du spectre Brillouin car elles permettent une modélisation plus précise. Cependant dans un premier temps elles seront négligées, leur prise en compte est effectuée plus loin au paragraphe (2.3). Nous pourrons ainsi clairement étudier leur influence.

Les fibres optiques sont majoritairement constituées de silice fondue à l'intérieur de laquelle sont insérés des dopants tels que l'oxyde de germanium (GeO_2) ou le fluor (F_2). L'indice de réfraction et les vitesses acoustiques varient en fonction de la composition de ces dopants (voir Table 2.1). Les coefficients de dépendance de ces paramètres opto-mécaniques ont été déterminés grâce à des mesures vibratoires sur des portions de préformes, effectuées par Jen *et al.* [16]. Les valeurs des vitesses acoustiques longitudinale et transverse de la silice pure utilisées dans la littérature varient autour de V_L=5944m/s et V_T=3750m/s.

Table 2.1: Influence des concentrations de dopants sur les paramètres opto-acoustiques : $\omega t\%$ (weight pourcentage).

Dopant	$\Delta n\%/\omega t\%$	$\Delta V_L\%/\omega t\%$	$\Delta V_T\%/\omega t\%$
GeO_2	+0.056	-0.47	-0.49
F	-0.31	-3.6	-3.1
P_2O_5	+0.020	-0.31	-0.41
TiO_2	+0.23	-0.59	-0.45
Al_2O_3	+0.063	+0.42	+0.21
B_2O_3	-0.033	-1.23	-1.18

A partir des données opto-mécaniques locales, deux principes de modélisations ont été analysés. Il s'agit premièrement d'une méthode de modélisation multi-couche (ou matricielle) définie par V. Lanticq dans [5]. Nous allons rapidement en présenter le principe et surtout

spécifier les limites qui ont justifié la mise au point d'un second modèle de simulation par éléments finis (FEM-2D [7]) que j'ai mis en œuvre.

2.1.5.1 Modèle multi-couche (d'après les travaux de V. Lanticq)

Ce modèle de calcul détermine le profil du mode optique et des modes acoustiques qui se propagent dans la fibre à une longueur d'onde donnée puis, reconstitue le spectre de gain Brillouin.

Le calcul des profils de modes se fait par une approche matricielle qui se déroule en quatre étapes. A partir du profil d'indice de réfraction mesuré sur une coupe transversale de la fibre, on procède :

- au découpage de la structure en domaines annulaires d'indice uniforme selon le schéma de la Figure 2.9,
- à la définition des expressions des solutions analytiques sur chaque domaine,
- à l'établissement de conditions de continuité successives à chaque frontière de domaine. En effet, il faut assurer la continuité des champs (optique et acoustiques) et de leurs dérivées par rapport au rayon r, aux différentes frontières,
- à la résolution de l'équation de dispersion liée aux conditions de convergence des solutions obtenues au centre de la fibre (la dérivée du champ est nulle) et à l'extrêmité de la gaine optique (le champ est nul). L'équation de dispersion est obtenue grâce au produit des matrices de passage de domaine en domaine.

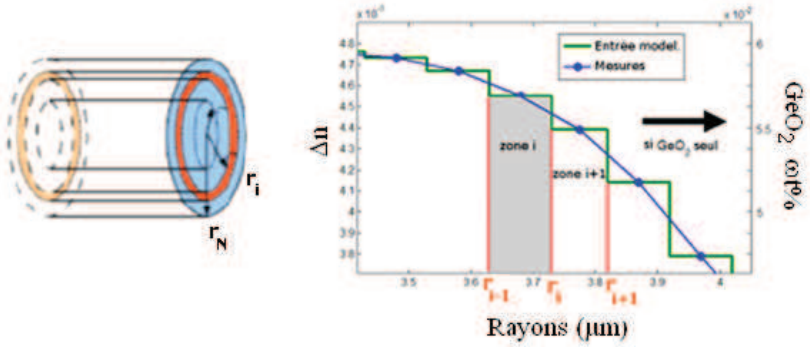

Figure 2.9: Découpage en anneau de la fibre (gauche) et désignation des domaines (droite).

> Calcul du mode optique

Dans chaque domaine, on se trouve dans un milieu homogène d'indice de réfraction constant, n_i. En ce qui concerne le calcul du mode optique, on peut donc écrire l'équation de propagation (2.14) pour chaque couche i.

7. 2D-Finite Element Method

Comme mentionné précédemment, nous ne nous intéressons qu'aux fibres optiques monomodes, c'est-à-dire que le mode optique fondamental LP_{01} est le seul qui se propage (premier mode des modes à symétrie de révolution LP_{0m}). Les solutions analytiques obtenues sont de la forme :

$$\forall r \in [r_{i-1}, r_i] \quad E(r) = A_i J_0(h_i r) + B_i Y_0(h_i r), \quad h_i = \frac{2\pi}{\lambda_0}\sqrt{n_i^2 - n_{eff}^2} \tag{2.24}$$

où $E(r)$ représente la répartition transverse du mode optique, J_0 et Y_0 sont les fonctions de Bessel respectivement de première et deuxième espèce (h_i étant réel). En écrivant les équations de continuité à chaque frontière du champ et de sa dérivée, on arrive à retrouver l'équation de dispersion, qui une fois résolue donne $E(r)$ et l'indice effectif n_{eff}.

> Calcul des modes acoustiques

Le calcul des modes acoustiques se fait sur le même principe que précédemment. Les profils transverses des modes acoustiques $u_m(r)$ prennent la forme suivante en résolvant l'équation (2.19) :

$$\forall r \in [r_{i-1}, r_i] \quad u_m(r) = A_i I_0(h_i^{'} r) + B_i K_0(h_i^{'} r), \quad h_i^{'} = \Omega_m^2 \left[\frac{1}{V_m^2} - \frac{1}{V_{Li}^2}\right] \tag{2.25}$$

avec V_{Li}^2, la vitesse acoustique dans la i^{eme} couche, V_m et Ω_m respectivement la vitesse acoustique et la pulsation du mode acoustique considéré. I_0 et K_0 sont les fonctions de Bessel modifiées respectivement de première et de deuxième espèce ($h_i^{'}$ étant imaginaire pur).

Une fois les profils des modes $u_m(r)$ et les pulsations $\Omega_m = 2\pi\nu_m$ trouvés, on calcule les intégrales de recouvrement acousto-optiques I_m^{ao} qui représentent l'intensité de chaque pic du spectre. Le spectre de gain Brillouin est reconstitué finalement grâce à l'équation (2.21).

Le modèle matriciel permet de modéliser le spectre de gain brillouin de fibres types télécom telles que la fibre SMF ou la LEAF. Un exemple des résultats du spectre d'une fibre de silice standard SMF (Corning), obtenus par la modélisation multi-couche et par la mesure sur le banc expérimental est présenté à la Figure 2.11. Les valeurs des vitesses acoustiques de la silice pure considérés sont V_L=6000m/s et V_T=3750m/s. Il s'agit d'une fibre type G.652, dopée uniquement au GeO_2 à 3.5mol% dans le cœur et avec une gaine en silice pure. La simulation a été réalisée grâce à la mesure du profil d'indice sur un banc de type EXFO, garantissant un point de mesure tous les 0,5μm [17] (voir Figure 2.10).

Le spectre modélisé correspond bien au spectre mesuré expérimentalement. Les pics observés sur le spectre représentent les différents modes acoustiques guidés dans la fibre et couplés au mode optique. La largeur des pics a été considérée égale à Γ_B = 30MHz pour une longueur d'onde égale à 1550nm. Cette valeur est donnée par la mesure de la largeur à mi-hauteur du spectre Brillouin obtenu expérimentalement et elle correspond à l'inverse de la durée de vie des ondes acoustiques dans le matériau ($\Gamma_B = 1/T_B$).

Cependant ce modèle est limité au calcul du spectre Brillouin de fibres à symétrie de révolution par son approche matricielle. De plus, le calcul n'est possible que pour des profils d'indice limités à quelques couches. En effet, l'utilisation de ce modèle pour la simulation des spectres Brillouin de fibres à profil de vitesse acoustique plus complexe (telles que les fibres avec

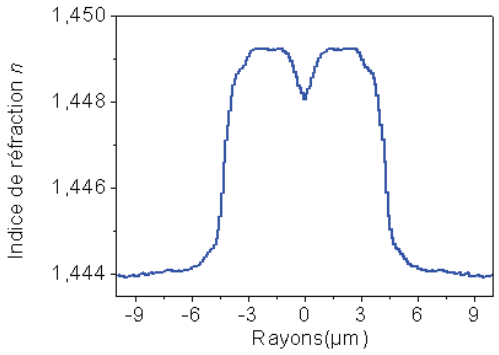

Figure 2.10: Profil de l'indice de réfraction mesuré de la fibre type G.652.

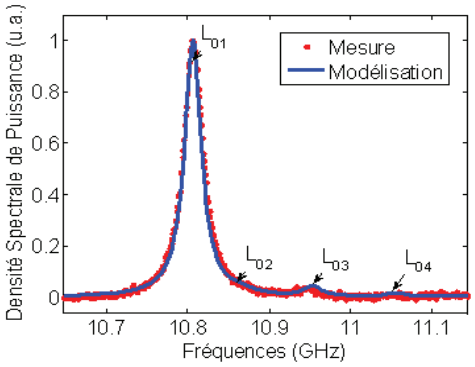

Figure 2.11: Spectre Brillouin de la fibre type G.652 : comparaison mesure/modélisation.

guidage acoustique dans la gaine[8]) ne donne pas de résultats satisfaisants. A la Figure 2.13 sont présentés les résultats de modélisations obtenus pour une fibre dont le cœur est constitué de silice pure et la gaine est dopée au fluor. Le profil d'indice mesuré de la fibre ainsi qu'un profil approximé (d'une dizaine de couches) sont tracés à la Figure 2.12.

Comme on peut le constater à la Figure 2.13, les spectres modélisés ne correspondent pas au spectre mesuré. De plus, l'écart entre la modélisation et la mesure est d'autant plus important que l'on souhaite prendre en compte le profil réel mesuré sur la fibre en augmentant le nombre de couches. L'augmentation du nombre de matrices entraîne une propagation des erreurs lors du calcul des modes qui se propagent dans la fibre optique.

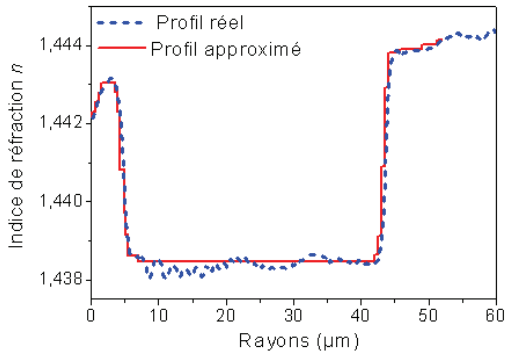

Figure 2.12: Profil de l'indice de réfraction mesuré/approximé de la fibre dopée au fluor.

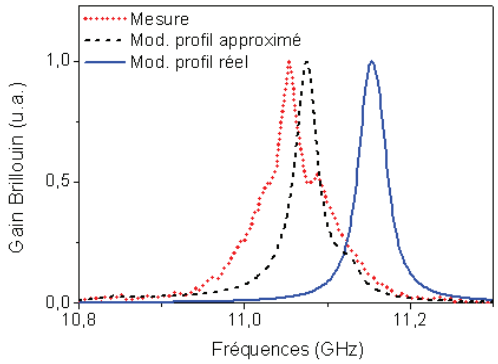

Figure 2.13: Spectre Brillouin de la fibre dopée au fluor : comparaison mesure/modélisations.

Ce type de fibres optiques a été crée au départ pour réduire la diffusion Rayleigh d'où leur faible atténuation, de l'ordre de 0.165dB/km (applications dans les systèmes de transmission optique sous-marine). Les fibres dopées au fluor nous intéressent particulièrement car elles ont une bonne tenue aux radiations ionisantes et peuvent donc être utilisées dans des capteurs à

8. Elles sont aussi appelées fibres anti-guides acoustiques : les modes acoustiques se propagent dans la gaine et non plus dans le cœur comme dans le cas d'une fibre SMF classique

fibre optique placés en environnement irradiant.

Compte tenu des limitations du modèle qui ont été décelées, nous avons décidé de nous tourner vers un modèle de simulation utilisant des éléments finis. Mon travail a consisté à développer ce modèle FEM-2D, le but étant de pouvoir modéliser le spectre de gain Brillouin de fibres optiques quelles que soient leur géométrie et leur composition plus ou moins complexes.

2.1.5.2 Développement d'un modèle par éléments finis (FEM-2D)

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent, l'objectif premier de ce modèle est de pouvoir modéliser des spectres Brillouin dans les cas de fibres aux propriétés complexes (fibres anti-guides acoustiques, fibres sans symétrie de révolution, fibres à fortes concentrations de dopants, etc...). Ce modèle nous permettra par la suite de faire une modélisation plus poussée du spectre Brillouin en intégrant plus facilement d'autres interactions physiques subies par la fibre optique. Par exemple, la composition en dopants de la fibre, sa géométrie et les contraintes résiduelles dues à sa fabrication. Il est nécessaire de tenir compte de tous ces paramètres pour une prédiction optimale du spectre Brillouin d'une fibre optique.

Le modèle FEM-2D, développé sous environnement COMSOL Multiphyics a consisté à résoudre les équations de propagations optique (Eq. (2.14)) et mécanique (Eq. (2.19)), comme dans le calcul matriciel. Le calcul du spectre Brillouin se fait après détermination des profils du mode optique $E(x, y)$ et des modes acoustiques $u_m(x, y)$ qui se propagent dans la fibre. Ici, le calcul se fait point par point sur la section de la fibre en fonction du maillage, à la différence du calcul matriciel. Le calcul point par point permet de s'affranchir de la restriction à des fibres à symétrie de révolution. De plus, plus le maillage de la section est resserré, plus la solution que l'on obtient par la méthode des éléments finis sera précise et proche de la « vraie » solution de l'équation de propagation. On évite alors les problèmes de propagations d'erreurs rencontrés dans le cas du calcul matriciel.

Une schématisation des différentes étapes de calcul du spectre Brillouin est donnée à la Figure 2.14 :

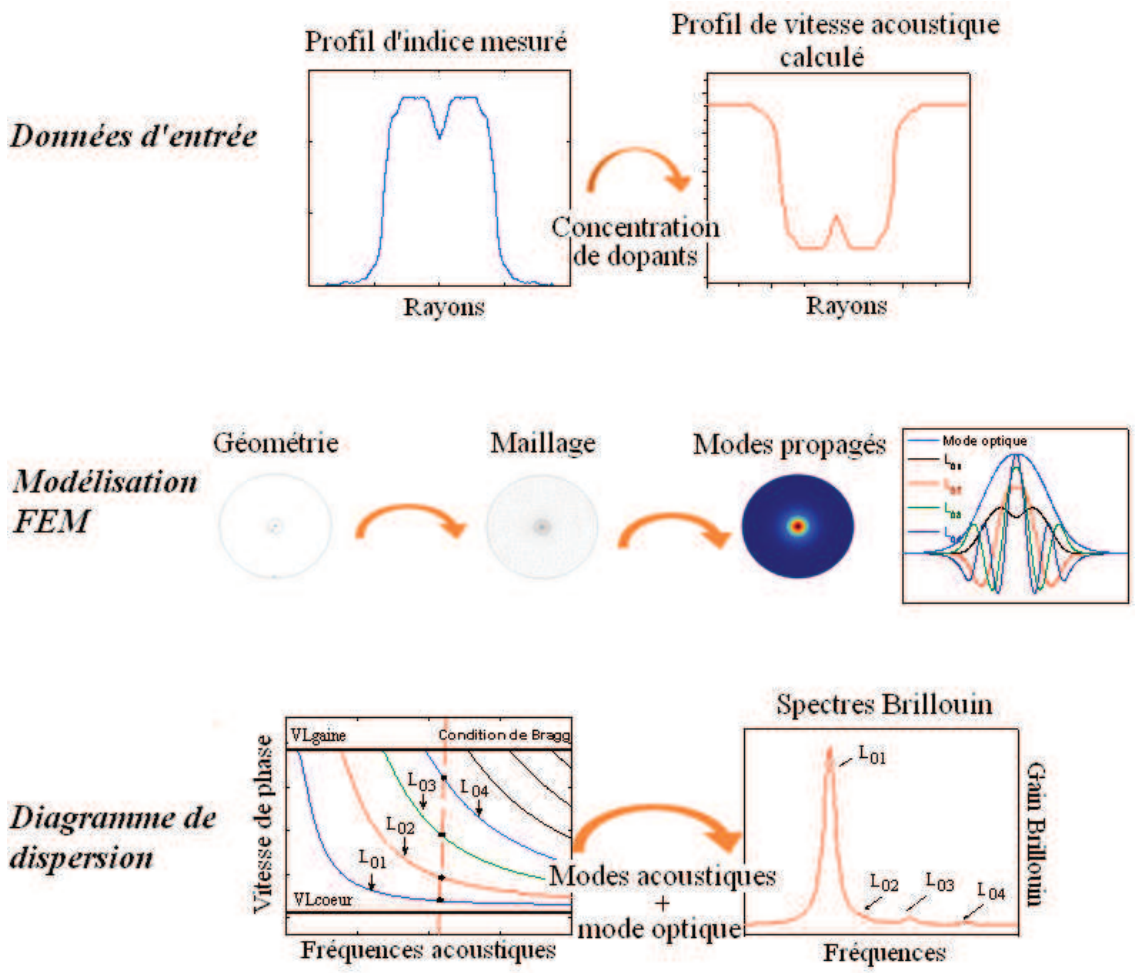

Figure 2.14: Schématisation des étapes de calcul du spectre Brillouin d'une fibre optique.

• *Données d'entrée :*

Au départ, des mesures locales d'indice optique sont effectuées sur une coupe transversale de la fibre par des techniques de champ proche. Les mesures se font sur banc EXFO[17]. On détermine ainsi la géométrie principale de la fibre, à savoir les dimensions du cœur et de la gaine optique grâce au profil d'indice mesuré. On déduit également d'après le profil d'indice, la composition de dopants de la fibre à l'aide des coefficients de dépendance présentés à la Table 2.1. On pourrait également procéder inversement à une analyse chimique de la fibre pour obtenir la composition de dopants et en déduire le profil d'indice. Une fois que la composition de dopants de la fibre est déterminée, il est possible de calculer le profil de vitesse acoustique de la fibre.

• *Modélisation FEM :*

Après avoir défini la géométrie dans le logiciel, on effectue un maillage de la surface. Ce maillage permet d'en définir un pavage dont les pavés sont appelés éléments finis. Les équations de propagation optique et acoustique sont alors résolues de manière discrète. Le nombre d'éléments finis peut aller de 10^4 à 10^6 en fonction de la complexité de la géométrie de la fibre. Vient ensuite la détermination des conditions aux limites permettant d'assurer l'existence et l'unicité d'une solution :

> la condition de Neumann pour les interfaces intérieures : elle fixe la continuité des champs et de leurs dérivées,

> la condition de Dirichlet pour l'interface extérieure : elle délimite la fibre optique en mettant à zéro tout champ extérieur. Il est possible de mettre des couches absorbantes sur les bords extérieurs, mais pour des questions de simplicité, nous avons supposé des réflexions totales à l'interface extérieure.

• *Diagramme de dispersion :*

Le couplage des modes acoustiques avec le mode optique est déterminé grâce au diagramme de dispersion. Il s'agit du tracé des vitesses de phases des ondes qui se propagent en fonction de leur fréquence. Les modes acoustiques qui ont un couplage significatif avec le mode optique sont caractérisés par l'intersection des courbes de dispersion avec la droite décrivant la condition de Bragg. Ce seront les seuls modes acoustiques considérés pour le calcul du spectre Brillouin. Ce dernier est finalement reconstitué selon l'équation (2.21).

2.1.6 Comparaison résolution vectorielle/scalaire : modèle FEM-2D

Nous avons comparé les spectres Brillouin obtenus avec le modèle par éléments finis grâce à la résolution des équations acoustiques vectorielles (appelé ici modèle vectoriel) avec les résultats des équations scalaires (modèle scalaire).

La première fibre testée est une fibre SMF classique de cœur de rayon $5\mu m$ et dopée en GeO_2 à 3,5mol%. On n'observe pas de différence significative concernant les fréquences de décalages Brillouin des 4 modes guidés (L_{01}, L_{02}, L_{03} et L_{04}) entre les deux modèles (Figure 2.15). Cependant, on observe de légères différences au niveau des intensités de couplage I_m^{ao} pour les modes appelés modes à fuite ou modes radiatifs (encore appelés "leaky modes"). Les

modes à fuite sont les modes dont la constante de propagation est complexe, ils rayonnent dans la gaine et finissent par être absorbés par le revêtement de la fibre. Ils engendrent donc des pertes acoustiques par guidage dans la fibre mais n'influencent pas la fréquence Brillouin du pic principal (*ie* du mode L_{01}). La fréquence Brillouin du pic principal étant l'élément principal des capteurs à fibre optique répartis Brillouin, nous ne nous pencherons donc pas, lors de nos travaux, sur l'étude des modes à fuite.

Nous avons procédé de même pour une fibre très fortement dopée à l'oxyde de germanium, à savoir 28mol% (cette fibre sera présentée de façon plus complète au paragraphe (2.3.4)), cette fibre présente un très grand écart d'indice de réfraction cœur/gaine ($\Delta n \simeq 4\times10^{-2}$) comparé aux fibres optiques standard ($\Delta n \sim 10^{-3}$). La comparaison des spectres calculés avec les deux modèles est présentée à la Figure 2.16.

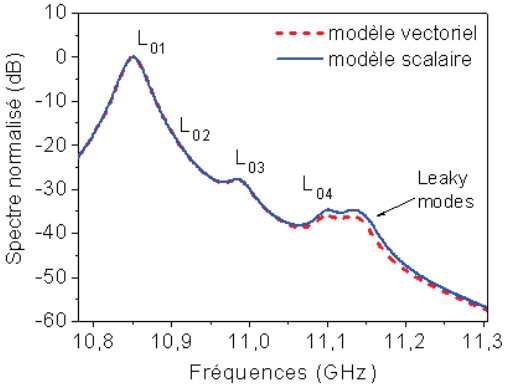

Figure 2.15: Comparaison de la modélisation du spectre Brillouin d'une SMF avec le modèle scalaire et le modèle vectoriel.

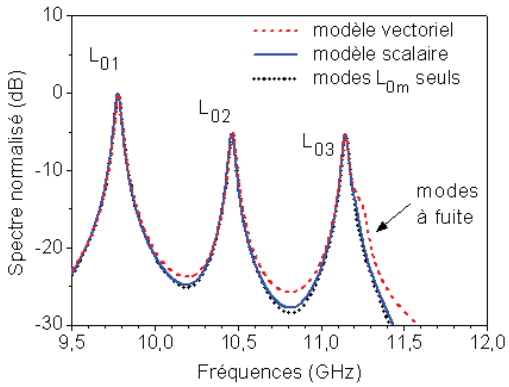

Figure 2.16: Comparaison du spectre Brillouin modélisé de la fibre très fortement dopée au GeO_2 avec le modèle scalaire et le modèle vectoriel.

On observe trois modes acoustiques guidés et couplés au mode optique dans cette fibre. On constate, pour des Δn très élevés, qu'il y a une différence de l'ordre de 10MHz entre les résolutions vectorielle et scalaire, pour les fréquences des modes guidés. On observe également

un élargissement du spectre obtenu en utilisant le modèle vectoriel causé par les modes à fuite, ceux-ci étant mieux résolus en mode vectoriel. Nous pouvons donc conclure que la prise en compte des ondes transverses (en plus des ondes longitudinales) dans le calcul des spectres ne modifie pratiquement pas le résultat pour des fibres aux concentrations de dopants typiques. Par contre dans le cas de fibres fortement dopées (∼20mol%) des modifications de forme du spectre Brillouin sont observées.

Nous venons de constater que pour le calcul du spectre Brillouin d'une fibre optique, un traitement rigoureux impose la prise en compte des ondes de dilatation/compression et de cisaillement dans la détermination des modes acoustiques. Pour des applications lasers à fibres par exemple, la forme du spectre Brillouin, la largeur à mi-hauteur et le gain Brillouin de la fibre sont des paramètres importants pour réaliser des amplificateurs à fibres de très haute énergie. Pour ce type d'application, le modèle plus complet (modèle vectoriel) doit donc être considéré. Cependant, pour des applications capteurs à fibres, l'utilisation du modèle de résolution scalaire est largement suffisant. En effet, pour ce type d'application, on ne s'intéresse qu'à la dépendance à la température et à la déformation des fréquences de résonance Brillouin.

Dans la suite de ce chapitre, les résultats de simulations sur les fibres analysées ont été obtenus avec le modèle FEM-2D scalaire.

2.2 Différents Spectres Brillouin de fibres optiques

Les instruments de mesure des spectres Brillouin présentés au paragraphe (2.1.2) vont nous permettre d'analyser les propriétés des fibres optiques qui influencent le spectre Brillouin. La modélisation des spectres Brillouin va nécessiter la connaissance très précise des paramètres acousto-optiques, ces paramètres étant critiques pour les fabricants de fibres et donc difficiles à obtenir. Nous étudierons dans cette partie plusieurs fibres dont les propriétés et les domaines d'utilisation diffèrent. Les résultats obtenus par la simulation seront comparés à ceux obtenus de manière expérimentale dans le but de mieux comprendre les différents comportements du spectre Brillouin avec la composition de la fibre et sa géométrie.

Pour commencer, nous validerons le modèle en étudiant une fibre optique sur un cas simple et très connu, celui d'une fibre optique de silice standard. Ensuite, une fibre aux propriétés optiques et acoustiques plus complexes est analysée, il s'agit d'une fibre anti-guide acoustique. Enfin, nous analyserons la modélisation d'une à fibre à maintien de polarisation possédant une géométrie sans symétrie de révolution.

2.2.1 Validation du modèle : Fibre de type G.652 (guidage acoustique dans le cœur)

La fibre SMF de type G.652 est largement utilisée dans le domaine des transmissions par fibre optique et représente de ce fait un standard en ce qui concerne les fibres optiques. Nous analysons les résultats du modèle FEM-2D sur la fibre G.652 présentée au paragraphe (2.1.5.1). Pour rappel, cette fibre possède un cœur dopé à 3.5mol% en GeO_2 et une gaine en silice pure. Le profil d'indice mesuré sur la section de la fibre se trouve à la Figure 2.10.

Le résultat de la modélisation du spectre, présenté à la Figure 2.17 à gauche, est composé

de quatre pics. Ces pics représentent les quatre modes acoustiques qui sont couplés de manière efficace avec le mode optique. Ce résultat est confirmé par le diagramme de dispersion de la fibre présentée à la Figure 2.17 à droite. Les quatres points d'intersection des courbes de dispersion des modes acoustiques avec la ligne quasi-verticale représentant la condition de Bragg ($\beta_{acoust} = 2\beta_{opt}$), nous donnent les caractéristiques des modes acoustiques couplés.

Le pic principal correspondant au mode acoustique L_{01} se situe à la fréquence bien connue de 10.8GHz. Un écart fréquentiel est observé entre le pic Brillouin mesuré et celui modélisé avec une valeur de vitesse acoustique longitudinale de la silice pure $V_L^{silice-pure} = 5944$m/s. Pour une meilleure correspondance en fréquence, nous avons ajusté cette valeur à $V_L^{silice-pure} = 6000$m/s. La Figure 2.18 trace les répartitions spatiales, en coupe suivant le rayon, des modes acoustiques couplés et du mode optique qui se propagent dans la fibre. On peut voir que le recouvrement des répartitions spatiales avec le mode optique est meilleur pour le mode L_{01} que pour les trois autres. Son intégrale de recouvrement avec le mode optique est de $I_{ao}^1 \simeq 0.9$. Le changement de signe de l'enveloppe des trois autres modes va réduire leurs intégrales de recouvrement acousto-optiques. On trouve une bonne concordance entre la modélisation et la mesure du spectre Brillouin dans le cas de cette fibre, ce qui permet de valider le modèle (voir Figure 2.17 gauche). Ces résultats ont été présentés à la conférence française sur la thématique des fibres optiques et de l'optique intégrée (JNOG) [18].

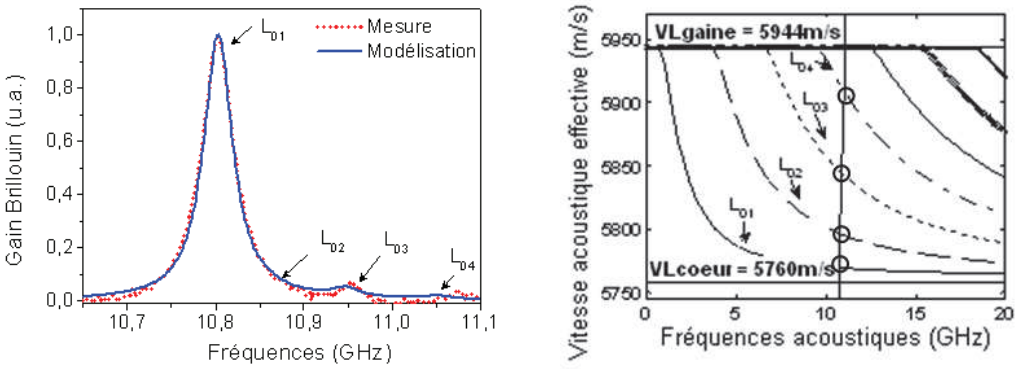

Figure 2.17: Comparaison modèle FEM-2D/mesure du spectre de la fibre G.652 (à gauche) et courbes de dispersion des modes acoustiques se propageant dans la fibre (à droite).

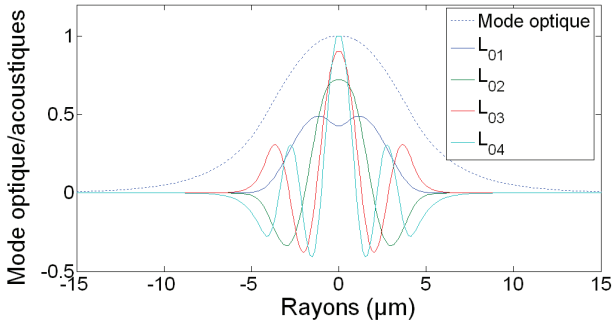

FIGURE 2.18: Profil des modes acoustiques et du mode optique se propageant dans la fibre G.652.

2.2.2 Fibre à gaine dopée au fluor : (guidage acoustique dans la gaine)

Après l'étape de validation du modèle sur une fibre standard, nous effectuons l'analyse d'une fibre aux propriétés acoustiques un peu plus complexes. Il s'agit d'une fibre au cœur purement en silice et à la gaine dopée au fluor. Les fibres optiques ayant cette structure ont été créées initialement pour limiter l'interaction des modes acoustiques avec le mode optique, dans le but de réduire le gain Brillouin, pour des applications amplificateurs à fibres. Elles sont abusivement appelées "anti-guides acoustiques".

Leur profil d'indice de réfraction permet de guider la lumière dans le cœur mais leurs propriétés acoustiques sont telles que les ondes mécaniques sont très majoritairement guidées dans la gaine. Il existe très peu de références sur l'analyse du spectre Brillouin de ce type de fibre. Pour tester l'efficacité du modèle à éléments finis, nous avons réalisé la modélisation du spectre Brillouin d'une fibre de ce type.

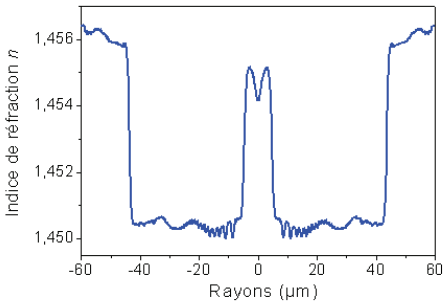

FIGURE 2.19: Profil d'indice de la fibre anti-guide acoustique

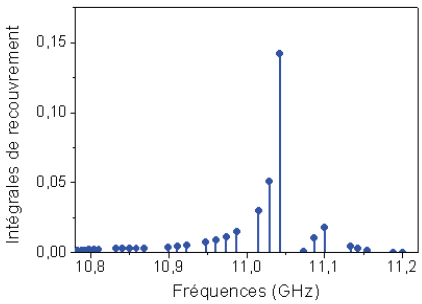

FIGURE 2.20: Intégrales de recouvrementI_m^{ao}

La fibre testée ici est la fibre présentée au paragraphe (2.1.5.1). Elle nous a été fournie par le fabricant iXFiber et possède un cœur de rayon 4,5μm et une gaine de rayon 43μm. Le profil d'indice mesuré sur cette fibre est présenté à la Figure 2.19. Le fluor qui se trouve dans la gaine occasionne non seulement une diminution de l'indice mais aussi, une diminution de la vitesse acoustique (voir Table 2.1). Les ondes acoustiques sont alors majoritairement confinées dans la gaine et non plus dans le cœur, contrairement au cas des fibres dopées au GeO_2, présentées

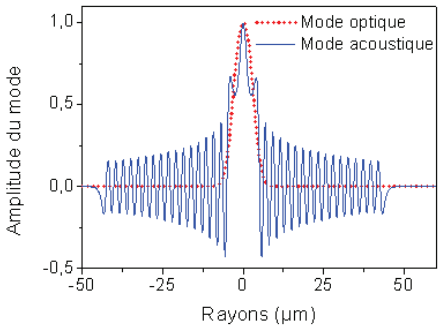

Figure 2.21: Distribution radiale du mode acoustique avec l'intégrale de recouvrement la plus élevée.

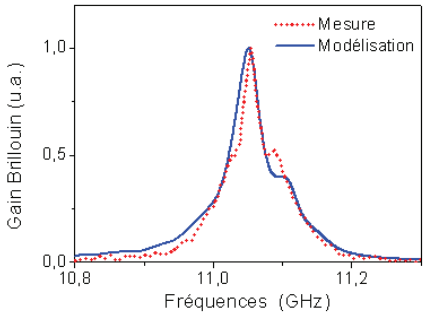

Figure 2.22: Comparaison modèle/mesures de spectres Brillouin de la fibre anti-guide acoustique.

dans le paragraphe précédent.

A la Figure 2.21, on peut voir la répartition spatiale du mode acoustique correspondant au pic principal du spectre, ainsi que celle du mode optique. C'est le mode acoustique dont le recouvrement avec le mode optique est le plus élevé. La Figure 2.20 présente les intégrales de recouvrement de tous les modes longitudinaux L_{0m} couplés au mode optique.

Pour finir, la Figure 2.22 compare les résultats du spectre mesuré expérimentalement avec le spectre modélisé par FEM-2D que nous avons superposés. La fréquence du pic Brillouin se trouve aux alentours de 11,05GHz. Nous avons étudié plus en détail le léger décalage fréquentiel ($\sim$10MHz) entre la modélisation et la mesure des spectres Brillouin dans le paragraphe (2.1.5.1). La largeur à mi-hauteur prise pour la simulation est de $\Gamma_B = 40$MHz, cette valeur est estimée à partir du spectre mesuré expérimentalement. Le spectre reconstitué est composé de deux pics de gain principaux malgré le grand nombre de modes acoustiques excités par le mode optique (voir Figure 2.20). Cela s'explique par les écarts fréquentiels entre les modes acoustiques ($\leq$10MHz) qui sont très faibles comparés à la largeur à mi-hauteur de chaque lorentzienne (40MHz). On constate, à quelques légères différences près, que la modélisation correspond bien à la mesure expérimentale. En effet, comparé au modèle multi-couche, le résultat obtenu ici est satisfaisant et a été présenté en conférence [19].

Le spectre Brillouin est quasi-indépendant du diamètre de la gaine. En effet, lorsque la taille de la gaine augmente, le nombre de modes guidés augmente également. Par contre leur intégrale de recouvrement diminue. Au final, pour une fibre anti-guide acoustique, la taille de la gaine optique a peu d'effets sur le spectre Brillouin [14].

2.2.3 Fibres sans symétrie de révolution

Contrairement à la méthode matricielle, la simulation du spectre Brillouin par éléments finis permet de calculer les spectres Brillouin de fibres qui ne sont pas à symétrie de révolution. On peut par exemple simuler le spectre Brillouin d'une fibre à maintien de polarisation, la fibre de type PANDA.

Les fibres à maintien de polarisation sont utilisées dans plusieurs domaines d'application où le contrôle de la polarisation est important comme les télécommunications optiques, cer-

taines applications de capteurs à fibre optique ou encore les interféromètres. Ce sont des fibres qui présentent une très forte biréfringence issue du processus de fabrication. Pour cela, deux barreaux de Bore sont insérés dans la gaine optique. La différence des coefficients d'expansion thermique du Bore et de la Silice provoque des contraintes. Les contraintes créées dans la gaine entraînent une anisotropie caractérisée par des changements d'indice effectif de l'onde optique suivant l'axe x et l'axe y, d'où la biréfringence dite matériau qui en résulte. Une représentation schématique d'une coupe transversale de fibre de type PANDA est présentée à la Figure 2.23 à gauche.

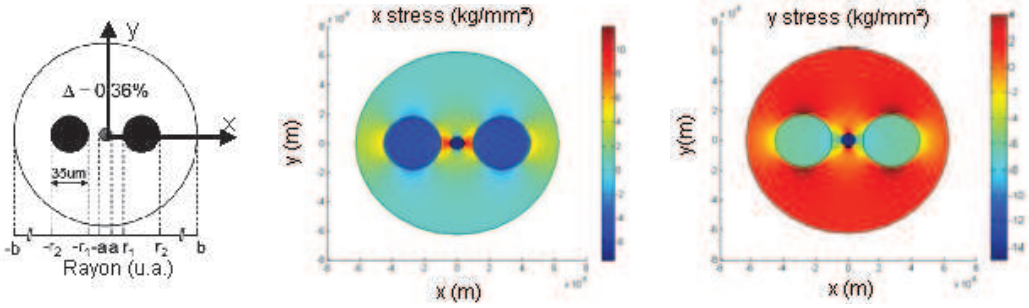

FIGURE 2.23: De gauche à droite : Coupe transversale d'une fibre de type PANDA, distribution spatiale des contraintes σ_x suivant l'axe x et σ_y suivant l'axe y.

A l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics, on peut déterminer les contraintes thermiques σ_x et σ_y (voir Figure 2.23) qui se créent dans la fibre. Elles correspondent bien aux contraintes calculées de manière analytique dans [20]. Cela permet de calculer ensuite les distributions spatiales des indices de réfraction que voit l'onde optique polarisée suivant l'axe x ($n_x(x,y)$) et suivant l'axe y ($n_y(x,y)$) grâce aux équations de photo-élasticité [21]. Les indices optiques étant connus, on peut alors déduire la biréfringence sur toute la section de la fibre $B = n_x - n_y$. La biréfringence est tracée à la Figure 2.24. Elle est quasi-constante dans le cœur de la fibre (B = 2,4.10^{-4}) et présente des discontinuités aux interfaces des différentes régions sur la section.

Les spectres Brillouin de la fibre type PANDA pour une onde optique polarisée suivant x (PMF_x) et suivant y (PMF_y) sont tracés à la Figure 2.25. Ils sont comparés au spectre d'une fibre SMF standard ayant la même préforme de départ à l'exception des barreaux de Bore [19]. La largeur à mi-hauteur considérée pour les calculs des spectres est égale à 40MHz. Les spectres de la PMF_x et la PMF_y ne présentent qu'un seul pic à l'inverse de la SMF. Pourtant on trouve bien quatre modes acoustiques. Ceci s'explique par le fait que les fréquences Brillouin des modes acoustiques sont très rapprochées, l'écart fréquentiel entre les modes L_{01} et L_{04} est égal à 33MHz : le pic principal recouvre les trois autres pics. On observe également une augmentation de la fréquence Brillouin principale de 53MHz par rapport à une fibre non biréfringente, dont une augmentation de 60MHz causée par la variation de vitesse acoustique, et une diminution de 7MHz due à celle de l'indice effectif du mode optique.

Une différence de 2MHz, entre la PMF_x et la PMF_y, confirme bien la biréfringence effective qui correspond à la différence des indices effectifs des modes optiques suivant l'axe x et l'axe y. Nos résultats sont en accord avec ceux mesurés expérimentalement dans [22, 23].

Nous avons donc été capables de valider notre modèle numérique par l'expérience pour trois types de fibre optique différents. Cependant, des légers décalages fréquentiels, que nous avons dans un premier temps comblés avec des variations de vitesse acoustique de la silice pure, ont

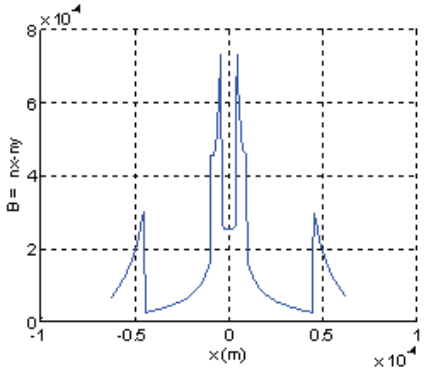

Figure 2.24: Profil transversal de la biréfringence suivant l'axe x

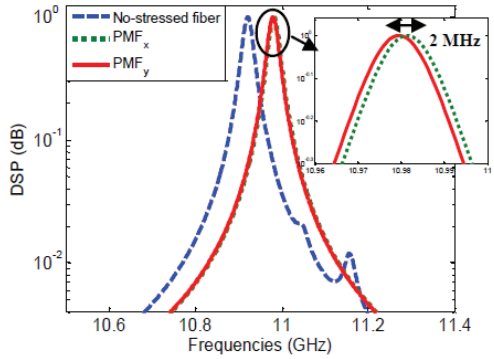

Figure 2.25: Comparaison des spectres simulés d'une fibre de type PANDA à celui d'une fibre identique sans zones de contraintes.

été systématiquement constatés durant nos modélisations. La solution pour y remédier est de considérer les contraintes résiduelles qui sont emprisonnées dans la fibre durant sa fabrication et qui modifient ses constantes d'élasticité.

2.3 Importance des contraintes résiduelles dans les fibres

Le modèle de simulation que nous avons développé permet de prédire de façon assez précise les spectres Brillouin de fibres optiques comme nous venons de le voir au paragraphe (2.2). Nous allons nous servir de ce modèle pour simuler l'influence des paramètres de fabrication des fibres optiques sur leur spectre Brillouin, notamment à travers les contraintes résiduelles emprisonnées dans les fibres pendant le processus de fabrication. Nos travaux ont été publiés dans les conférences ECOC 2011 [24] et CLEO 2012 [25].

2.3.1 Objectifs

Les conditions de fabrication des fibres optiques déterminent les contraintes résiduelles qui s'y figent. Ces contraintes vont modifier le comportement du spectre de gain Brillouin. La compréhension de l'influence des conditions de fabrication sur le spectre Brillouin va permettre la maîtrise des paramètres de fabrication, en plus de celle du design (géométrie, composition) de fibres optiques. Ces travaux ont pour objectif d'améliorer la séparation de l'influence de la température et de la déformation sur les mesures de spectres Brillouin dans la fibre optique.

Le spectre Brillouin varie avec la composition, la géométrie et les conditions de tirage (température et tension) des fibres optiques. Grâce aux premiers résultats de simulation présentés précédemment, l'influence de la composition de dopants et de la géométrie des fibres optiques sur le spectre a pu être analysée.

Pour mieux comprendre l'impact de la tension de tirage sur le spectre, une collaboration avec la société Draka, fabricant de fibres optiques, a été mise en place. Grâce à cette collaboration, un lot de fibres optiques ayant la même composition chimique, la même géométrie, mais étirées avec des tensions de tirage différentes, nous a été fourni.

Vu l'outil de modélisation dont nous disposons actuellement, les travaux ont consisté à comparer les résultats expérimentaux aux simulations. Cela nous permet de conclure sur l'influence de la tension de tirage durant la fabrication des fibres, sur le spectre Brillouin obtenu.

2.3.2 Théorie de l'acousto-élasticité

Comme nous l'avons expliqué en début de ce chapitre, la diffusion Brillouin résulte de l'interaction de la lumière avec des fluctuations résultant de l'agitation thermique, ces fluctuations produisent des ondes élastiques (appelés encore phonons) qui se propagent dans le milieu. La lumière est alors diffusée avec un changement de fréquence proportionnel à la vitesse de propagation de l'onde élastique dans le milieu que l'on peut relier aux modules élastiques du matériau.

Les modules élastiques fournissent de nombreux renseignements sur le matériau, ils sont modifiés par des phénomènes tels que la présence de contraintes, les variations de composition, le traitement thermique, une irradiation ou encore une cristallisation partielle. Les modules élastiques (module d'Young, module de cisaillement, module d'onde de compression...) permettent donc d'apporter des informations sur tous ces phénomènes.

2.3.2.1 Introduction

La loi de Hooke, point de départ de tout raisonnement en mécanique élastique linéaire, établit une relation de proportionnalité entre la déformation ε que subit un corps et la contrainte σ qui lui est appliquée (voir Eq.(2.26)). Le tenseur de proportionnalité lié aux différents modules élastiques est appelé ici $[M]$:

$$\sigma = [M]\varepsilon \tag{2.26}$$

On se situe dans le domaine de l'élasticité linéaire, lorsque le tenseur élastique $[M]$ est intrinsèque au matériau et indépendant du niveau de sollicitation σ. C'est le domaine dans lequel se situent les calculs classiques de propagation d'ondes puisqu'on considère des petits déplacements.

Cependant, si $[M]$ est lui-même fonction de la contrainte appliquée, la stricte proportionnalité entre contrainte et déformation disparaît et nous entrons dans le domaine de l'élasticité non linéaire. Les modules élastiques sont donc sensibles à l'état de contrainte du matériau au travers des effets non-linéaires [26].

L'application de fortes précontraintes statiques de l'ordre de grandeur supérieur au mégapascal et qui modifient les modules d'un matériau va avoir des effets sur les caractéristiques des ondes élastiques. En effet, les vitesses de propagation des ondes élastiques sont liées aux modules élastiques par la relation :

$$[V] = \sqrt{\frac{[M]}{\rho}} \tag{2.27}$$

L'acousto-élasticité, par analogie à la photo-élasticité[9] est définie comme l'étude de la

9. Discipline étudiant les variations d'indice de réfraction de la lumière sous l'effet des contraintes élastiques auxquelles est soumis le milieu de propagation

dépendance des vitesses ultra-sonores vis-à-vis de la déformation du matériau, et donc également du niveau de contrainte auquel est soumis le matériau [27].

2.3.2.2 Principe

Supposons un milieu dans un état de contrainte et de déformation (σ_0, ε_0) de module élastique M_0. Dans un souci de clarté, nous nous limiterons pour le moment à un problème unidimensionnel (le principe reste le même dans un cas tridimensionnel). Ces grandeurs (σ_0, ε_0 et M_0) sont donc toutes scalaires. Soit un état voisin (σ, ε) c'est-à-dire, dont les écarts ($\sigma - \sigma_0$) et ($\epsilon - \epsilon_0$) sont petits respectivement devant σ_0 et ε_0. Toute loi de comportement ou relation entre σ et ε peut être développée autour de l'état (σ_0, ε_0) sous la forme [28] :

$$\sigma(\varepsilon) - \sigma_0 = M_0.(\varepsilon - \varepsilon_0) + M'(\sigma_0, \varepsilon_0).(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + M''(\sigma_0, \varepsilon_0).(\varepsilon - \varepsilon_0)^3 + ... \tag{2.28}$$

Les constantes M_0, $M'(\sigma_0, \varepsilon_0)$, $M''(\sigma_0, \varepsilon_0)$ sont définies à l'état $(\sigma_0, \varepsilon_0)$ et ne dépendent que de cet état. Le premier terme du second membre de l'équation (2.28) constitue la première approximation, à savoir l'approximation linéaire de la contrainte au voisinage de l'état (σ_0, ε_0). Cette approximation linéaire, appelée par les mécaniciens comportement linéaire tangent, est caractérisée par le module élastique M_0 qui représente le coefficient de proportionnalité entre l'accroissement de contrainte ($\sigma(\varepsilon)$–σ_0) et l'accroissement de la déformation (ε–ε_0). Les termes supplémentaires du second membre de l'équation (2.28) sont les termes d'ordre supérieur, à savoir quadratique et cubique pour les deuxième et troisième termes respectivement.

D'après la terminologie relative à la notion d'ordre dans les constantes élastiques, les constantes M_0, M' et M'' sont dites d'ordre respectifs 2, 3 et 4 tandis qu'elles interviennent dans l'équation (2.28) aux puissances respectives 1, 2 et 3 de la déformation (ε–ε_0). La confusion vient du fait que la terminologie usuelle adoptée par les mécaniciens et les acousticiens repose sur la définition de la contrainte (2.28) comme la dérivée de l'énergie interne $U(\varepsilon)$ du matériau par rapport à la déformation [28].

2.3.2.3 Équations

S'appuyant sur les travaux de Murnaghan [27] concernant l'élasticité non linéaire en milieu isotrope, Hughes et Kelly [29] obtiennent pour la première fois les relations entre les vitesses ultrasonores et les déformations dans un milieu isotrope sous pression hydrostatique. Il est alors démontré que, pour un solide isotrope soumis à une contrainte uni-axiale, les vitesses acoustiques longitudinale et transverse, des ondes acoustiques se propageant dans la même direction que la contrainte appliquée s'écrivent au 3eme ordre en fonction de la contrainte [30] :

$$V_L^\sigma = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\left(1 + \frac{\sigma}{(\lambda + 2\mu)(3\lambda + 2\mu)}\left[\frac{\lambda + \mu}{\mu}(4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l\right]\right)} \tag{2.29}$$

$$V_T^\sigma = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}\left(1 + \frac{\sigma}{\mu(3\lambda + 2\mu)}\left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{\lambda p}{4\mu}\right]\right)} \tag{2.30}$$

où σ est le profil de contrainte axiale totale (contrainte thermique et/ou mécanique appliquée au matériau), λ et μ sont les coefficients de Lamé (coefficients d'élasticité du matériau du 2eme ordre), l, m et p sont les coefficients de Murnaghan (coefficients d'élasticité du matériau du

3eme ordre).

Les contraintes internes résiduelles dans une fibre optique modifient donc le comportement des vitesses acoustiques. En effectuant un développement limité d'ordre 1 à $\sigma = 0$, les équations (2.29) et (2.30) deviennent :

$$V_L^\sigma = V_L^0(1 + K_L\sigma) \tag{2.31}$$

$$V_T^\sigma = V_T^0(1 + K_T\sigma) \tag{2.32}$$

avec V_L^0 et V_T^0 respectivement les vitesses acoustiques longitudinale et transverse du matériau lorsque celui-ci ne subit aucune contrainte.

K_L et K_T sont appelés les coefficients acousto-élastiques [30] et leurs expressions sont données aux équations (2.33) et (2.34) :

$$K_L = \frac{1}{2(\lambda + 2\mu)(3\lambda + 2\mu)} \left[\frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right] \tag{2.33}$$

$$K_T = \frac{1}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{\lambda p}{4\mu} \right] \tag{2.34}$$

Les vitesses acoustiques sans contraintes V_L^0 et V_T^0 sont calculées à partir de la composition de dopants de la fibre (cf. Table 2.1). L'indice de réfraction de la fibre optique subit également des modifications avec les contraintes à travers le phénomène d'opto-élasticité [21]. La mesure d'indice a lieu une fois la fibre fabriquée, le profil d'indice mesuré prend donc déjà en compte ces modifications via le coefficient de photo-élasticité C_2 (voir l'équation (3.8)).

$$n^\sigma = n^0 - C_2\sigma \tag{2.35}$$

Les coefficients d'élasticité de la silice pure sont égaux à λ=1,6·10^{10}Pa, μ=3,1·10^{10}Pa, l=11,95·10^{10}Pa, m=7,47·10^{10}Pa, p=-4,15·10^{10}Pa et le coefficient de photo-élasticité C_2 vaut 4,2·10^{-12}Pa^{-1}. Pour une contrainte d'amplitude égale à 100MPa, la variation relative de vitesse acoustique longitudinale $\Delta V_L/V_L = (V_L^\sigma - V_L^0)/V_L$ = 3,4·10^{-3} et celle de l'indice de réfraction $\Delta n/n = (n^\sigma - n^0)/n$ = 2,9·10^{-4}. L'influence de la contrainte sur la vitesse acoustique est donc près de dix fois plus grande comparée à celle sur l'indice de réfraction.

Le spectre Brillouin est simulé grâce au modèle FEM-2D présenté au paragraphe (2.1.5.2) et il est comparé aux résultats expérimentaux obtenus sur le banc en régime Brillouin continu (voir paragraphe (2.1.2)). Les simulations sont effectuées avec les profils d'indice de réfraction et de contraintes mesurés sur la fibre. Les constantes des vitesses acoustiques longitudinale et transverse de la silice pure utilisées sont respectivement $V_L^{silice-pure} = 5965m/s$ et $V_T^{silice-pure} = 3750m/s$. La valeur de l'indice de la silice pure est donnée par la formule de Sellmeier [31] à la longueur d'onde de 1,550μm, à savoir $n_{silice-pure} = 1,444$.

2.3.3 Analyse d'une fibre type G.652

Nous validons notre modèle sur une fibre standard G.652 (Alcatel), différente de la fibre étudiée au paragraphe (2.2.1). Il s'agit d'une fibre de rayon de coeur 5μm, dopé à 3,5mol% en germanium dans le cœur et avec une gaine de rayon 62,5μm en silice pure.

Pendant le processus de fabrication, des contraintes sont emprisonnées dans la fibre dues à la fois :

- au changement de température, de la température de fusion à la température ambiante : ce sont les contraintes thermiques,
- aux forces de tirage : ce sont les contraintes mécaniques crées par une différence de propriétés visco-élastiques entre le cœur et la gaine.

On ne connaît pas *a priori*, pour cette fibre, l'origine de ces contraintes. Par contre on connaît leurs valeurs grâce à des mesures. Les profils d'indice et de contraintes internes mesurés sont donnés aux Figure 3.1 et Figure 3.2. On observe un profil d'indice similaire au profil d'une fibre standard SMF28. Le profil de contraintes résiduelles internes est mesuré grâce à une technique polarimétrique [32] avec une incertitude de l'ordre de 1MPa et une résolution spatiale de 0,6μm. On note que le coeur de la fibre est en compression et l'amplitude des contraintes est d'environ 20MPa.

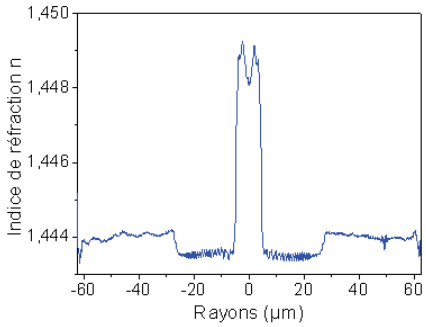

Figure 2.26: Profil d'indice mesuré de la fibre G.652

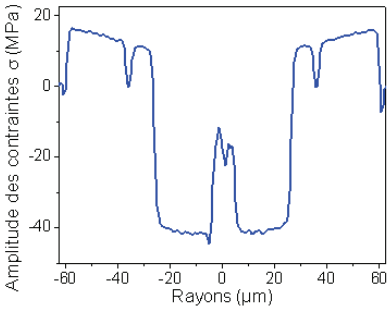

Figure 2.27: Profil de contraintes mesuré de la fibre G.652

Comme on peut le voir aux Figures 2.28 et 2.29, les intégrales de recouvrement des modes acoustiques avec le mode optique ainsi que leur répartition spatiale varient peu avec ou sans prise en compte de la contrainte de tirage. La prise en compte des contraintes résiduelles dans le calcul du gain Brillouin, pour cette fibre, ne modifie donc pas la forme du spectre, ce qui est conforme à ce qu'on observe expérimentalement (Figure 2.30). Cependant, les fréquences de décalage Brillouin varient. On observe un décalage des pics Brillouin d'environ 7MHz par rapport au cas où l'on ne prend pas en compte les contraintes internes (voir Figure 2.28). Ce résultat nous permet de quantifier l'influence des contraintes résiduelles d'une fibre classique télécom sur le spectre Brillouin mesuré.

A la Figure 2.30, on compare les spectres mesurés et simulés avec et sans contraintes. On constate alors que même si l'amplitude des contraintes dans cette fibre n'est pas très élevée ($\simeq$ -20MPa dans le cœur), leur prise en compte permet de se rapprocher du spectre Brillouin

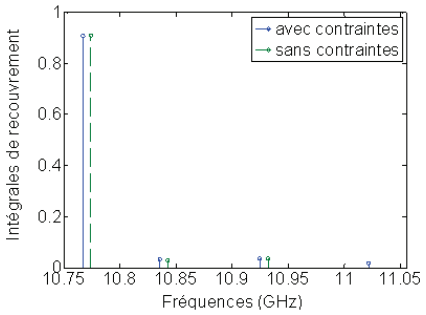

FIGURE 2.28: Intégrales de recouvrement I_m^{ao} avec et sans prise en compte des contraintes.

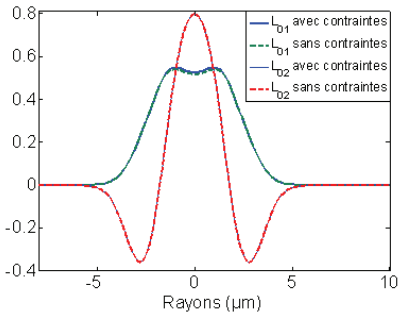

FIGURE 2.29: Profils transverses des modes L_{01} et L_{02} avec ou sans contraintes.

mesuré dans la fibre.

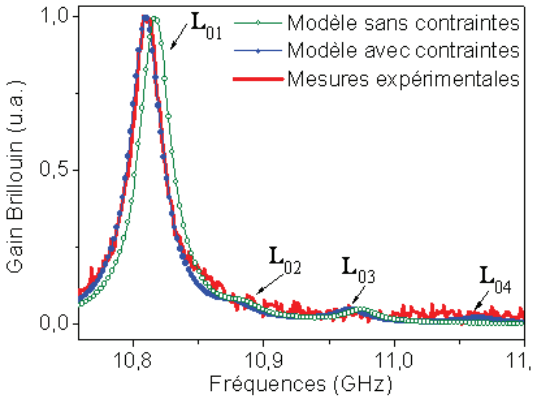

FIGURE 2.30: Comparaison des spectres Brillouin de la fibre G.652 avec ou sans prise en compte des contraintes.

2.3.4 Influence des contraintes liées à un fort dopage

Le second objectif de ma thèse consiste à spécifier une fibre optique possédant une sensibilité Brillouin accrue à la déformation. La connaissance de l'influence de l'origine des contraintes internes sur le spectre Brillouin est donc un premier pas vers cet objectif. Dans cette partie, nous avons voulu étudier l'influence des contraintes résiduelles causées par de très fortes concentrations de dopants. Pour cela, nous avons choisi une fibre CMS [10](fabriquée par iXFiber).

Il s'agit d'une fibre dopée à 28mol% en GeO_2 (valeur à peu près dix fois plus élevée que pour des fibres classiques) avec un cœur de diamètre 2,4μm. Avec un tel niveau de dopage, le cœur et la gaine ont des coefficients visco-élastiques très différents. De ce fait, de très fortes contraintes se créent au moment du passage de la température de fusion à la température ambiante durant la fabrication.

10. Cladding Mode Shifted : cette fibre est utilisée pour l'inscription de réseaux de Bragg grâce sa photosensibilité, uniforme et contrôlée, à des techniques de radiation UV

Les profils d'indice et de contraintes mesurés sur la section de la fibre mise à notre disposition sont présentés respectivement à la Figure 2.31 et à la Figure 2.32.

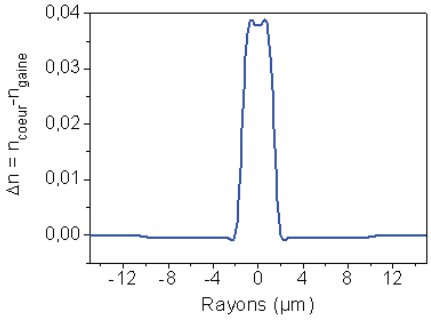

Figure 2.31: Profil d'indice de réfraction mesuré sur la fibre CMS

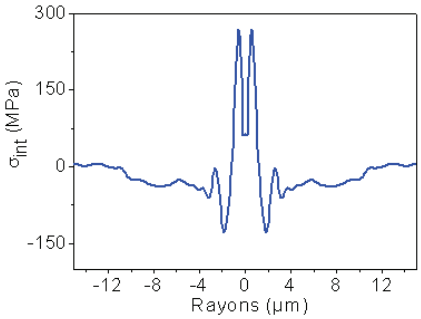

Figure 2.32: Profil de contraintes dans la fibre CMS

La concentration élevée en GeO_2 dans le cœur de la fibre conduit à une variation d'indice coeur/gaine de l'ordre de 4.10^{-2}, dix fois plus élevée que dans le cas d'une SMF classique. Ceci oblige à réaliser un cœur de très faible diamètre comparé à une fibre SMF, de manière à conserver la propriété monomode optique (voir Figure 2.31). La forte concentration entraîne des contraintes résiduelles dans le cœur d'amplitude de l'ordre de 200MPa, dix fois plus élevées que dans le cas d'une fibre standard.

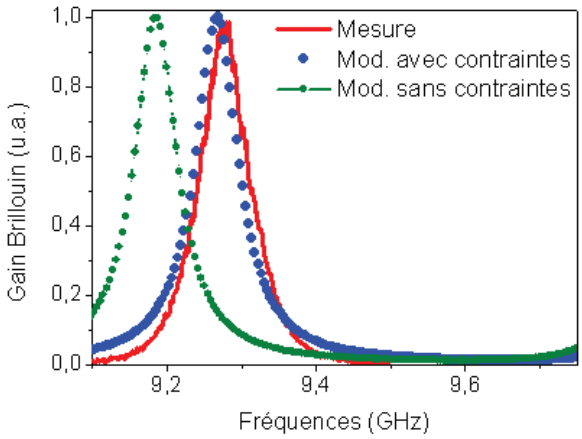

Figure 2.33: Comparaison des spectres Brillouin mesuré et modélisés avec ou sans contraintes : mode L_{01} de la fibre fortement dopée GeO_2.

A la Figure 2.33, on constate qu'en considérant les contraintes résiduelles dans la fibre pour le calcul du spectre de gain Brillouin, on se rapproche, pour le mode principal L_{01}, du spectre mesuré. Un écart de près de 100MHz est observé entre les modes L_{01} modélisés avec et sans contraintes. La prise en compte des contraintes permet donc de mieux prédire le spectre Brillouin de fibres très fortement dopées.

La fibre que nous avons présentée dans ce paragraphe a fait l'objet d'une étude plus poussée sur l'influence des rayonnements ionisants UV et Gamma, en collaboration avec la thèse de X. Phéron. cette étude est présentée en Annexe D.

2.3.5 Exemple de l'influence des conditions de fabrication

L'étude de l'influence des contraintes résiduelles engendrées par les tensions de tirage, sur le spectre Brillouin a été menée sur un lot de fibres BI-SMFs [11]. Elles ont pour principale utilité d'être déployées dans les réseaux FTTH [12] grâce à leurs très faibles pertes aux macro-courbures [33]. Cette insensibilité aux courbures peut être également intéressante pour des applications capteurs de température et de déformation Brillouin. Ces fibres correspondent à la norme G.652 des recommandations ITU-T mais présentent une tranchée dans la gaine pour minimiser les pertes dues aux courbures de la fibre. Vu le caractère sensible que constituent les données sur le profil de contraintes de ces fibres, pour le partenaire industriel, les courbes mesurées ne pourront pas être présentées. Cependant, un schéma représentatif de leur profil d'indice est donné à la Figure 2.34 (moitié droite).

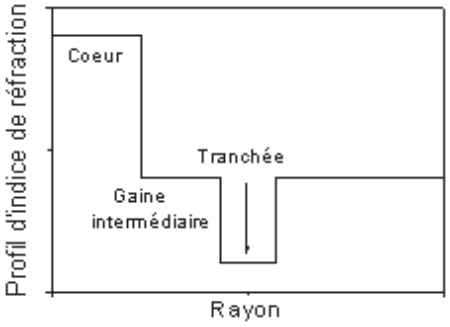

FIGURE 2.34: Schéma d'un profil d'indice de réfraction d'une fibre BI-SMF

Dans ce paragraphe, nous essayerons d'isoler une des origines des contraintes résiduelles dans les fibres. Nous analyserons uniquement l'influence des contraintes engendrées par les forces de tirage. Pour ce faire, nous utiliserons un lot de 6 fibres ayant la même composition de dopants et la même géométrie, la même température de fusion, mais avec des tensions de tirage différentes, allant de 20g à 160g.

Les contraintes observées dans le cœur de ces fibres sont négatives, ce qui correspond à un état de compression pour toutes les fibres. On note également que l'amplitude en valeur absolue augmente avec la tension de tirage (voir Figure 2.37).

Le profil d'indice de réfraction mesuré sur les fibres et le profil de vitesse acoustique calculé grâce à l'équation (2.29) permettent de déterminer le spectre de gain Brillouin. La valeur de la vitesse acoustique de la silice $V_L^{silice-pure} = 5990m/s$ a été mesurée sur la préforme des fibres testées [34].

11. Bend Insensitive Single Mode Fibers
12. Fiber To The Home : réseau de télécommunications qui se termine avec la fibre optique au domicile de l'abonné

Un exemple de l'influence des contraintes sur le gain Brillouin est représenté à la Figure 2.35 pour une fibre du lot. De même que pour la fibre G.652, on observe un pic principal dans le spectre, de fréquence Brillouin égale à 10.615GHz. On constate que lorsqu'on considère les contraintes internes à la fibre, on a une meilleure correspondance de la modélisation avec les mesures.

La Figure 2.36 montre l'évolution du spectre Brillouin pour 3 des 6 fibres. On constate que la fréquence de décalage ν_B décroît lorsque la tension de tirage augmente. L'évolution du décalage Brillouin ν_B et de la largeur à mi-hauteur du spectre sont tracées aux Figures 2.37 et 2.38. Les résultats sont donnés avec une incertitude de ∼2MHz pour ν_B et ∼1MHz pour la largeur.

La Figure 2.37 montre les valeurs mesurées de la contrainte dans le cœur $\sigma(r)|_{r=0}$ rapportées à la contrainte la plus élevée (tirage à 160g) en fonction des tensions de tirage. On voit qu'en valeur absolue, la contrainte dans le cœur augmente avec la tension de tirage comme montré dans [35]. Elle varie de façon linéaire avec la tension de tirage avec une pente de (-0.48 ± 0.08)MPa/g. L'incertitude de mesure vient principalement de la difficulté à stabiliser le processus de tirage à des tensions très faibles, mais aussi de l'incertitude liée à la mesure du profil de contraintes qui est estimée à 1MPa.

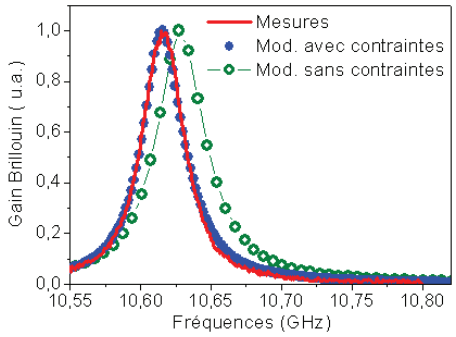

Figure 2.35: Gain Brillouin mesuré et modélisé avec ou sans contraintes : fibre tirée à 90g.

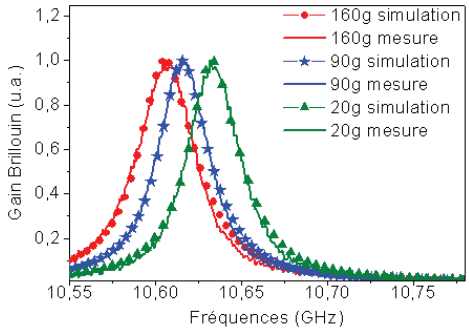

Figure 2.36: Comparaison modélisations/mesures du gain Brillouin pour plusieurs tensions de tirage.

La Figure 2.37 nous montre également la décroissance de la fréquence de décalage Brillouin avec la tension de tirage suivant une approximation linéaire de pente de l'ordre de -20MHz/100g ± 2.4MHz/100g. La valeur de la pente trouvée est à peu près égale à la moitié de celle trouvée dans [35]. Cela peut s'expliquer par les différences entre les fibres étudiées. Les fibres testées dans [35] étaient des fibres dopées uniquement au germanium (GeO_2) à 8mol% tandis que les fibres présentées ici sont dopées au fluor (0.3mol%) et au germanium (4mol%) dans le cœur. De plus, elles présentent une tranchée due à l'abaissement de l'indice de réfraction avec le dopage au fluor (0.9mol%). Nous observons aussi un élargissement du spectre avec la tension de tirage de près de 6MHz (voir Figure 2.38). Cela peut être expliqué par les changements de structure dans la silice causés par l'augmentation du niveau de contraintes.

La très bonne concordance des mesures et des modélisations nous confirme l'importance d'intégrer les contraintes internes à la fibre dans le calcul du spectre de gain Brillouin, nous avons pu publier ces travaux dans [24] et [36].

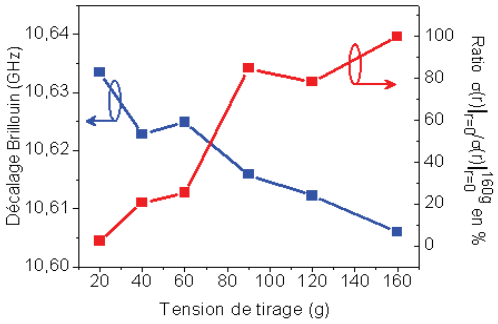

FIGURE 2.37: Évolution du décalage Brillouin et de la contrainte dans le cœur en fonction de la tension de tirage.

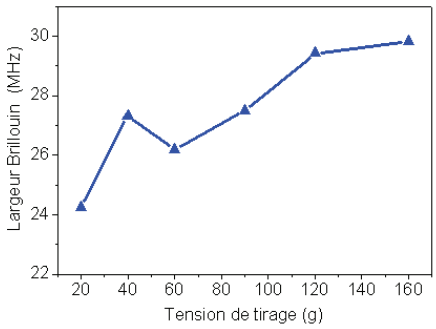

FIGURE 2.38: Évolution de la largeur Brillouin en fonction de la tension de tirage.

Les décalages fréquentiels observés lorsqu'on ne considère pas ces contraintes internes dans la fibre sont considérables comparés à des décalages fréquentiels dus à des contraintes externes. Pour la fibre optique précédente tirée à 160g, le décalage observé sans prendre en compte les contraintes internes est de 37MHz. Prendre en compte les conditions de fabrication des fibres optiques dans la modélisation permet de mieux correspondre à la mesure expérimentale. Cependant, pour des applications capteurs, la mesure absolue du spectre Brillouin compte peu. En effet, ce sont les variations que subit le spectre avec les changements extérieurs qui importent. Néanmoins, cette étude nous permettra dans la suite de nos travaux, de comprendre et de modéliser le comportement du spectre Brillouin en fonction de ces évènements externes appliqués à la fibre. C'est-à-dire de pouvoir prévoir pour une fibre donnée, sa sensibilité à la température et à la déformation auxquelles elle est soumise.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le phénomène de diffusion Brillouin et les équations qui le régissent à savoir les équations mécaniques et l'équation de propagation optique. Nous avons ensuite mis l'accent sur les modes de résolution des équations mécaniques, une résolution en mode scalaire qui convient aux fibres monomodes standard et une résolution en mode vectoriel pour des fibres avec des concentrations très élevées de dopants. Les outils de modélisation numérique des spectres Brillouin et les instruments de mesures expérimentales ont été détaillés.

Nous avons utilisé dans un premier temps notre modèle pour calculer le spectre Brillouin de fibres optiques aux propriétés très différentes, ceci dans le but de définir l'étendue de son domaine d'application. Le modèle a ensuite été mis en application pour l'étude de l'influence des contraintes résiduelles internes emprisonnées dans la fibre, lors de la fabrication de celle-ci. Les contraintes internes liées aux conditions de tirage et celles liées à la concentration de dopants ont été analysées. La prise en compte de ces contraintes quelle que soit leur origine, permet de modéliser de manière plus précise le spectre Brillouin des fibres optiques. Ces modélisations et ces expériences constituent des outils solides pour aborder l'étude de la sensibilité à la température et à la déformation du spectre Brillouin présentée dans le chapitre suivant.

Bibliographie

[1] Govind P. Agrawal. *Non-linear fiber optics.* Academic Press, 2006.

[2] H.-R. Trebin, W. Fink, and H. Stark. Electrostriction in quasicrystals and in the icosahedral liquid crystalline blue phases. *J. Phys. 1 France*, 1 :1451–1468, Oct. 1991.

[3] M. Niklès. *Performance of the Distributed Brillouin Sensor : Benefits and Penalties Due to Pump Depletion.* PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.

[4] A. Yeniay, J. M. Delavaux, and J. Toulouse. Spontaneous and stimulated brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *J. Lightw. Technol.*, 20(8) :1425–1432, Aug. 2002.

[5] V. Lanticq. *Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil.* PhD thesis, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2009.

[6] S. Afshar V., V. P. Kalosha, X. Bao, and L. Chen. Enhancement of stimulated brillouin scattering of higher-order acoustic modes in single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 30(20) :2685–2687, Oct. 2005.

[7] R. G. Smith. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated raman and brillouin scattering. *Appl. Opt.*, 11 :2489–2494, Nov. 1953.

[8] S. Le 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*, 20 :1132–1137, 2003.

[9] A. H. McCurdy. Modeling of stimulated brillouin scattering in optical fibers with arbitrary radial index profile. *J. Lightwave Technol.*, 23(11) :3509–3516, Nov. 2005.

[10] A. Safaai-Jazi and R. O. Claus. Acoustic modes in optical fiber like waveguides. *IEEE Trans. Ultrason. Ferr.*, 35(5) :619–627, Sep. 1988.

[11] S. Dasgupta, F. Poletti, S. Liu, P. Petropoulos, D. Richardson, and L. Grüner-Nielson. Modeling brillouin gain spectrum of solid and microstructured optical fibers using a finite element method. *J. Lightwave Technol.*, 29(1) :22–30, Nov. 2011.

[12] B. A. Auld. Application of microwave concepts to the theory of acoustic fields and waves in solids. *IEEE Trans. MTT*, 17(11) :800–811, Nov. 1969.

[13] G. R. Fowles. *Introduction to modern optics.* Dovez, NewYork, USA, 1975.

[14] L. Tartara, C. Codemard, J-N. Maran, R. Cherif, and M. Zqhal. Full modal analysis of the brillouin gain spectrum of an optical fiber. *Optics Com.*, 282 :2431–2436, mars 2009.

[15] A. Kobyakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. Boh Ruffin, M. Sauer, and S. Bickham. Design concept for optical fibers with enhanced sbs threshold. *Opt. Express*, 13(14) : 5338–5346, juin 2005.

[16] C-K. Jen, C. Neron, A. Shang, K. Abe, L. Bonnell, and J. Kushibiki. Acoustic characterization of silica glasses. *J. Am. Ceram. Soc.*, 76(3) :712–716, Mars 1993.

[17] www.exfo.com.

[18] Y. Sikali Mamdem, X. Phéron, F. Taillade, Y. Jaouën, R. Gabet, V. Lanticq, G. Moreau, A. Boukenter, and Y. Ouerdane. Prise en compte du profil de dopage pour l'analyse modale des spectres brillouin de fibres optiques monomodes. *Conférence JNOG 2010 : 29èmes Journées Nationales d'Optique Guidée*, Oct. 2010.

[19] Y. Sikali Mamdem, X. Pheron, F. Taillade, Y. Jaouën, R. Gabet, V. Lanticq, G. Moreau, A. Boukenter, Y. Ouerdane, S. Lesoille, and J. Bertrand. Two-dimensional fem analysis of brillouin gain spectra in acoustic guiding and antiguiding single mode optical fibers. *COMSOL Conference : session Acoustic II*, (5), Nov. 2010.

[20] P.L. Chu and R.A. Sammut. Analytical method for calculation of stresses and material birefringence in polarization- maintaining optical fiber. *J. Lightw. Technol.*, 2(5) :650–662, Oct. 1984.

[21] G.W. Scherer. Stress-induced index profile distortion in optical waveguides. *Applied Optics*, 19(16) :2000–2006, June 1980.

[22] W. Zou, Z. He, and K. Hotate. Two-dimensional finite-element modal analysis of brillouin gain spectra in optical fibers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 18(23) :2487–2789, Dec. 2006.

[23] Q. Yu, X. Bao, and L. Chen. Temperature dependence of brillouin frequency, power, and bandwidth in panda, bow-tie, and tiger polarization-maintaining fibers. *Opt. Lett.*, 29 : 17–19, 2004.

[24] Y. Sikali Mamdem, E. Burov, L.-A de Montmorillon, F. Taillade, Y. Jaouën, G. Moreau, and R. Gabet. Importance of residual stresses in the brillouin gain spectrum of single mode optical fibers. *in proceedings of ECOC Conference*, page paper We.10.P1.16, Sept. 2011.

[25] Y. Jaouën, G. Canat, Y. Sikali Mamdem, R. Gabet, L. Lombard, and E. Burov. Sbs in specialty optical fibers :importance of material, structure and manufacturing parameters. *Invited paper in Proceedings of CLEO Conference*, 2012.

[26] K. Krüger, C. Grammes, K. Stockem, R. Zietz, and M. Dettenmaier. Nonlinear elastic properties of solid polymers as revealed by brillouin spectroscopy. *Colloid & Science*, 269 : 764–771, 1991.

[27] T.D. Murnaghan. *Finite deformation of an elastic solid.* John Wiley ands Sons, Inc., New York, 1951.

[28] P. Rasolofosaon, B. Zinszner, and P.A. Johnson. Propagation des ondes élastiques dans les matériaux non linéaires. *Revue de l'institut français du pétrole*, 52(6) :764–771, Nov. 1997.

[29] J. L. Kelly D. S. Hughes. Second order elastic deformation of solids. *Phys. Rev.*, 269 : 1145–1149, 1953.

[30] S. Chaki and G. Bourse. Guided ultrasonics waves for non-destructive monitoring of the stress levels in prestressed steel strands. *Opt. Express*, 49 :162–171, juillet 2009.

[31] Alexis Méndez and T. F. Mors. *Specialty Optical Fibers Handbook*. Elsevier, New York, 2007.

[32] F. Dürr, H. G. Limberger, R. P Salathé, F. Hindle, M. Douay, E. Fertein, and C. Przygodzki. Tomographic measurement of femtosecond-laser induced stress changes in optical fibers. *Applied Phys. Lett.*, 84(24) :4983, 2004.

[33] L-A. de Montmorillon, P. Matthijsse, F. Gooijer, D. Molin, F. Achten, X. Meersseman, and C. Legrand. Next generation smf with reduced bend sensitivity for ftth networks. *in Proceedings of ECOC Conference*, page paper Mo.3.3.2, Sept. 2006.

[34] R. Le Parc. *Diffusion de rayonnement et relaxation structurale dans les verres de silice et les préformes de fibres optiques*. PhD thesis, Claude Bernard University, Lyon-1, 2002.

[35] W. Zou, Z. He, D. Yablon, and K. Hotate. Dependence of brillouin frequency shift in optical fibers on draw induced residual elastic and inelastic strains. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(18) :1389–1391, Sept. 2007.

[36] Y. Sikali Mamdem, E. Burov, L.-A de Montmorillon, F. Taillade, Y. Jaouën, G. Moreau, and R. Gabet. Importance of residual stresses in the brillouin gain spectrum of single mode optical fibers. *Opt. Express.*, 20(2) :1790–1797, Jan. 2012.

Chapitre 3

Étude des sensibilités de la fréquence Brillouin à la température et à la déformation : vers une solution de discrimination

Comme nous l'avons constaté au chapitre 1, la dépendance de la fréquence de décalage Brillouin à la température et à la déformation est très utilisée dans les applications capteurs à fibres optiques répartis. Nous avons présenté au chapitre 2 un modèle de simulation FEM-2D qui permet de calculer le spectre Brillouin de toute sorte de fibre optique en silice, monomode, connaissant sa géométrie, sa composition de dopants et les contraintes internes liées à ses conditions de fabrication. La simulation du spectre Brillouin est un important sujet de recherche notamment pour des applications capteurs mais également dans les systèmes de transmission par fibres optiques et les lasers à fibres. Cependant, la modélisation de l'influence de la température et de la déformation (via les coefficients C_T et C_ε) est très peu explorée.

Ces deux coefficients de sensibilité sont majoritairement obtenus *via* des mesures d'étalonnage de spectres Brillouin et rarement par modélisation [1, 2]. T. Horiguchi *et al.* se sont penchés sur le calcul du coefficient de déformation normalisé (C_ε/ν_B) et l'ont estimé à une valeur de 4,14 pour toutes les fibres en silice [1]. Cependant, lors de nos travaux, nous avons pu constater que le coefficient de déformation est différent suivant le type de fibre optique testé [3]. Pour des applications capteurs à fibres optiques, il est essentiel de pouvoir prédire cette sensibilité à la température et à la déformation, pour pouvoir obtenir les meilleurs résultats de mesures possibles.

Dans ce chapitre, nous proposerons une solution de discrimination de la température et de la déformation utilisant une fibre de forte sensibilité Brillouin à la déformation et une fibre standard G.652. Nous commencerons par procéder au calcul des coefficients de température et de déformation de fibres optiques en fonction de leurs propriétés matériaux optiques et acoustiques. Ces résultats seront validés par des expérimentations pour trois fibres de types différents. Les calculs de sensibilité nous permettrons d'identifier le profil optique et acoustique d'une fibre à la sensibilité accrue à la déformation. Puis, des tests expérimentaux valideront la

méthode de séparation des effets de la température et de la déformation grâce à notre système à deux fibres. Les incertitudes de mesures de température et de déformation attendues avec cette solution de discrimination sont très satisfaisantes pour nos domaines d'application.

3.1 Recherche d'une solution de mesure simultanée de la température et de la déformation avec la fréquence de décalage Brillouin

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe (1.2.4), pour répondre à la problématique de séparation de la température et de la déformation, il est nécessaire d'avoir deux mesures de paramètres qui évoluent différemment avec les deux phénomènes. Nous allons nous focaliser uniquement sur la dépendance de la fréquence de décalage Brillouin à la température et à la déformation.

La discrimination des deux effets est alors possible :

- soit en procédant à la mesure de la fréquence Brillouin de deux pics de résonance d'une fibre multimode acoustique (la fibre LEAF par exemple),
- soit en mesurant les fréquences des pics Brillouin de deux fibres optiques solidaires, subissant les mêmes variations de température ΔT et amplitudes de déformation $\Delta\varepsilon$.

Dans les deux cas de figure, il en ressort le système d'équations suivant :

$$\begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{T1} & C_{\epsilon 1} \\ C_{T2} & C_{\epsilon 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta\epsilon \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

où $\Delta\nu_1$ et $\Delta\nu_2$ sont les décalages fréquentiels Brillouin mesurés.

On en déduit la valeur des mesurandes ΔT et $\Delta\varepsilon$ en inversant le système :

$$\begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta\epsilon \end{pmatrix} = \frac{1}{D} \begin{pmatrix} C_{\epsilon 2} & -C_{\epsilon 1} \\ -C_{T2} & C_{T1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

où D est le déterminant de la matrice de coefficients et vaut : $D = C_{T1}C_{\epsilon 2} - C_{T2}C_{\epsilon 1}$. Plus le déterminant D est élevé, plus la mesure sera précise.

Comme l'a démontré V. Lanticq, l'utilisation d'une fibre multimode acoustique ne permet pas la mesure simultanée de température et de déformation avec cette méthode, même si la fibre utilisée présente plusieurs pics Brillouin significatifs assez éloignés en fréquence les uns des autres. La discrimination de la température et de la déformation n'est pas possible à cause des sensibilités à la déformation et à la température des pics qui sont très proches, le déterminant D étant très faible ($D \sim 10^{-3}$). Les incertitudes obtenues sur les mesurandes ΔT et $\Delta\varepsilon$ sont alors très élevées ($u(\Delta T) \approx 35°$C, $u(\Delta\varepsilon) \approx 700\mu\varepsilon$) [4].

En imaginant un système de deux fibres avec des rapports de sensibilités $C_{\varepsilon i}/C_{Ti}$ très différents, il serait alors possible de discriminer efficacement la température et la déformation grâce à la mesure des décalages de fréquences Brillouin des deux fibres. En effet, en faisant l'hypothèse qu'on utilise une fibre G.652 standard ($C_{\varepsilon 1}$ = 0,05MHz/$\mu\varepsilon$ et C_T1=1MHz/°C) et une deuxième fibre optique dont le rapport des sensibilités serait deux fois plus élevé ($C_{\varepsilon 2}/C_{T2} = 2C_{\varepsilon 1}/C_{T1}$), les incertitudes de mesures de température et de déformation obtenues seraient alors égales à $u(\Delta T) \approx 0,5°\text{C}$ et $u(\Delta\varepsilon) \approx 10\mu\varepsilon$. Ces performances sont très bonnes compte tenu de notre domaine d'application, la surveillance d'ouvrage d'art de génie civil.

Il s'agit donc de spécifier une fibre optique possédant un rapport de coefficients C_ε/C_T différent d'une fibre optique standard. Pour y parvenir, notre objectif s'est porté sur une fibre possédant une sensibilité à la déformation élevée, au moins deux fois plus grande que celle d'une fibre classique G.652. Pour respecter la condition sur les rapports de sensibilité, le coefficient de température de ladite fibre doit être du même ordre de grandeur que celui d'une fibre standard. Une fois la fibre identifiée, il deviendra alors possible d'effectuer des mesures simultanées de température et de déformation grâce à des mesures de fréquences Brillouin.

Pour déterminer la fibre optique adéquate, il est nécessaire de déterminer les paramètres qui influencent la dépendance de la fréquence Brillouin à la température et à la déformation. Les deux prochains paragraphes présentent les calculs qui permettent de déterminer les coefficients de déformation (C_ε) et de température (C_T) de fibres optiques monomodes.

3.2 Calculs des coefficients de sensibilités à la température C_T et à la déformation C_ε de la fréquence Brillouin

Dans cette partie, nous présentons des modèles de calcul permettant de déterminer les coefficients C_ε et C_T des fibres optiques monomodes en silice dopée avec une incertitude inférieure à 10%. Pour procéder aux calculs des coefficients de sensibilité, il est nécessaire de déterminer les coefficients de variation des paramètres matériaux avec la température et la déformation. Les modèles de calcul développés utilisent l'outil de simulation FEM-2D présenté au chapitre 2.

Les résultats des calculs des coefficients C_T et C_ε seront comparés à des mesures expérimentales pour trois types de fibres optiques différents à savoir, une fibre standard G.652, une fibre très fortement dopée au GeO_2 et enfin une fibre à gaine dopée au F_2.

3.2.1 Principes de calcul

Le spectre de gain Brillouin de fibres optiques peut présenter plusieurs pics de résonance. Chaque pic de résonance correspond à un des modes acoustiques couplé avec le mode optique. Les fréquences de résonance ν_B^m de ces pics, appelées fréquences de décalage Brillouin, sont liées aux propriétés acousto-optiques de la fibre par la relation de couplage suivante (condition de Bragg) :

$$\nu_B^m = \frac{2n_{eff}V_{L_m}^{eff}}{\lambda_0} \tag{3.3}$$

où λ_0 est la longueur d'onde optique, n_{eff} et $V_{L_m}^{eff}$ sont respectivement l'indice de réfraction effectif du mode optique et la vitesse acoustique longitudinale effective du mode acoustique m. Dans nos calculs, nous ne nous intéressons qu'au mode acoustique ayant le couplage le plus significatif avec le mode optique.

Comme nous l'avons évoqué lors des chapitres précédents, la fréquence Brillouin ν_B dépend linéairement de la variation de température ΔT et de la variation de déformation $\Delta\varepsilon$ appliquées à la fibre [5] (Eq. 3.4).

$$\Delta\nu_B = \nu_B - \nu_{B_0} = C_\varepsilon \Delta\varepsilon + C_T \Delta T \tag{3.4}$$

ν_{B_0} est la fréquence Brillouin mesurée sur la fibre dans l'état de référence.

Les coefficients C_ε et C_T sont donc définis par :

$$C_\varepsilon = \frac{\partial\nu_B}{\partial\varepsilon} \qquad et \qquad C_T = \frac{\partial\nu_B}{\partial T} \tag{3.5}$$

Pour déterminer C_ε et C_T, on a besoin des coefficients matériaux qui correspondent aux variations d'indice et de vitesses acoustiques en fonction de la déformation appliquée ε (pour le coefficient C_ε), et du changement de température ΔT (pour le coefficient C_T).

3.2.2 Calcul des coefficients matériau

3.2.2.1 Coefficients de photo-élasticité C_2 et d'acousto-élasticité K_L et K_T

D'après la loi de Hooke (voir paragraphe (2.3.2)), la déformation ε d'un matériau est liée aux contraintes mécaniques externes qu'il subit via le module élastique $[M]$. Au deuxième ordre (d'après la terminologie relative à la notion d'ordre dans les constantes élastiques), et pour un matériau homogène et isotrope, ce tenseur est une constante (M_0) qui n'est autre que le module d'Young du matériau. Les contraintes externes subies par la fibre sont donc obtenues par la relation suivante :

$$\sigma_{ext} = \varepsilon\xi(x, y) \tag{3.6}$$

où $\xi(x, y)$ est le profil de module d'Young sur la section de la fibre.

Lorsque le matériau est déformé, les contraintes externes s'ajoutent aux contraintes internes résiduelles. Ces dernières, causées par les conditions de fabrication de la fibre, sont obtenues par des mesures polarimétriques sur les sections de fibres [6]. Le profil des contraintes totales (internes et externes) se calcule alors avec la relation suivante :

$$\sigma(x,y) = \sigma_{int}(x,y) + \varepsilon\xi(x,y) \tag{3.7}$$

Comme présenté succinctement au paragraphe (2.3.2.3), ces contraintes totales vont occasionner des changements d'indice et de vitesses acoustiques selon les équations 3.8, 3.9 et 3.10. Où C_2 est le coefficient de photo-élasticité, K_L et K_T sont les coefficients acousto-élastiques dont les expressions sont données aux équations 2.33 et 2.34.

$$n^\sigma = n^0 - C_2\sigma \tag{3.8}$$

$$V_L^\sigma = V_L^0(1 + K_L\sigma) \tag{3.9}$$

$$V_T^\sigma = V_T^0(1 + K_T\sigma) \tag{3.10}$$

n^0,V_L^0 et V_T^0 sont respectivement l'indice de réfraction et les vitesses acoustiques du matériau non contraint, calculées à partir de la composition de dopants de la fibre.

3.2.2.2 Coefficients thermo-optique (dn/dT) et thermo-acoustique (dV_L/dT)

- Coefficient thermo-optique $\dfrac{dn}{dT}$

Quelques valeurs de coefficients thermo-optiques $\dfrac{dn}{dT}$ des verres usuellement utilisés sont données dans la littérature [7] :

TABLE 3.1: Valeurs de $\dfrac{dn}{dT}$ en fonction du verre

Dopant	$\dfrac{dn}{dT}$ ($\times 10^{-6}$/°C)
SiO_2	+10,4
GeO_2	+19,4
Al_2O_3	+13,1
P_2O_5	-92,2
B_2O_3	-35,0

Afin de quantifier l'influence des dopants sur les propriétés de la silice dopée, par souci de simplification on supposera que le milieu est homogène. On utilise un modèle homogène équivalent qui représente les mélanges de molécules [8, 9]. Selon ce modèle, la silice dopée est un mélange de molécules du dopant et de molécules de silice. On peut alors calculer la fraction de volume vol_D du dopant (on indice "D" toute grandeur du dopant) grâce à la relation suivante :

$$vol_D = \frac{\left(\dfrac{M_D}{M_{SiO_2}}\right)\rho_{SiO_2}[D]}{\rho_D + [D]\left(\left(\dfrac{M_D}{M_{SiO_2}}\right)\rho_{SiO_2} - \rho_D\right)} \tag{3.11}$$

avec ρ, M respectivement la masse volumique et la masse molaire du dopant D et de la silice SiO_2. $[D]$ est la concentration molaire du dopant dans la silice.

On peut ensuite calculer la masse volumique ρ, les vitesses acoustiques V_L et V_T et l'indice de réfraction n du matériau dopé grâce aux relations ci-dessous :

$$\rho = vol_D \rho_D + (1 - vol_D)\rho_{SiO_2} \tag{3.12}$$

$$V_L = \frac{1}{\dfrac{vol_D}{V_{L_D}} + \dfrac{(1 - vol_D)}{V_{L_{SiO_2}}}} \qquad et \qquad V_T = \frac{1}{\dfrac{vol_D}{V_{T_D}} + \dfrac{(1 - vol_D)}{V_{T_{SiO_2}}}} \tag{3.13}$$

$$n = vol_D n_D + (1 - vol_D) n_{SiO2} \tag{3.14}$$

Les coefficients thermo-optiques $\dfrac{dn}{dT}$ de la silice dopée sont donc obtenus par dérivée par rapport à la température (Equation 3.15).

$$\frac{dn}{dT} = vol_D \frac{dn_D}{dT} + (1 - vol_D)\frac{dn_{SiO2}}{dT} \tag{3.15}$$

- Coefficient thermo-acoustique $\dfrac{dV_L}{dT}$

La vitesse acoustique longitudinale est reliée au module d'Young par la relation suivante :

$$V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{\xi}{\rho}} \tag{3.16}$$

En dérivant l'équation 3.16 par rapport à la température, on obtient :

$$\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT} = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT} + 2\frac{1}{V_L}\frac{dV_L}{dT} \tag{3.17}$$

or

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT} = -\frac{1}{\upsilon}\frac{d\upsilon}{dT} = -\alpha \tag{3.18}$$

où υ et α sont respectivement le volume et le coefficient d'expansion thermique (coefficient de dilatation) du solide.

Il est donc possible d'écrire [10] :

$$\frac{dV_L}{dT} = \frac{V_L}{2}\left[\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT} + \alpha\right] \tag{3.19}$$

Pour la silice pure fondue, la variation du module d'Young avec la température $\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT}$ et le coefficient de dilatation α prennent les valeurs suivantes [11, 12] :

$$\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT} = 18 \times 10^{-5}/°C \qquad \alpha = 5,6 \times 10^{-7}/°C \tag{3.20}$$

Au final, en tenant compte de cette hypothèse, on peut conclure que la dépendance à la température de la vitesse acoustique longitudinale est principalement due à la variation du module d'Young avec la température.

3.2.3 Détermination de la sensibilité à la déformation C_ε

Lorsque la fibre optique est soumise à une déformation externe ε, la fréquence de décalage Brillouin ν_B est fonction de l'amplitude de déformation par la relation :

$$\nu_B(\varepsilon) = \frac{2n_{eff}(\varepsilon)V_L^{eff}(\varepsilon)}{\lambda_0} \tag{3.21}$$

Les coefficients matériaux C_2 et K_L déterminés au paragraphe (2.3.2.3) nous permettent de déterminer les valeurs d'indice n^σ et de vitesse acoustique V_L^σ en fonction de la déformation. Le modèle de simulation FEM-2D nous permet ensuite de calculer la fréquence de décalage Brillouin ν_B en résolvant les équations de propagation. En faisant varier l'amplitude de déformation ε, et en traçant la courbe $\nu_B = f(\varepsilon)$, une approximation linéaire nous donne finalement le coefficient de déformation C_ε.

En première approximation, d'après les équations 3.3 et 3.9, C_ε peut s'écrire :

$$C_\varepsilon \simeq \frac{nV_L K_L \xi}{\lambda_0} \tag{3.22}$$

Le module d'Young ξ est calculé à partir des vitesses acoustiques du matériau non contraint V_L^0 et V_T^0 d'après l' équation suivante :

$$\xi = \rho(V_T^0)^2 \frac{3(V_L^0)^2 - 4(V_T^0)^2}{(V_L^0)^2 - (V_T^0)^2} \tag{3.23}$$

Les coefficients l, m et n de Murnaghan utilisés pour le calcul du coefficient K_L sont ceux de la silice pure (voir paragraphe (2.3.2.3)). Ils sont mesurés dans la littérature avec une incertitude de l'ordre de 10%. Les calculs des coefficients de déformation sont donc estimés avec une incertitude relative de l'ordre de 8%.

Les valeurs prises pour les calculs des vitesses acoustiques de la silice pure sont les suivantes :

$$V_L^{silice-pure} = 5965m/s \quad et \quad V_T^{silice-pure} = 3767m/s$$

3.2.4 Détermination de la sensibilité à la température C_T

En cas de variation de température sans déformation de la fibre, en supposant que la longueur d'onde ne varie pas avec la température, on peut écrire la fréquence de décalage Brillouin comme suit :

$$\nu_B(T) = \frac{2n_{eff}(T)V_L^{eff}(T)}{\lambda_0} \tag{3.24}$$

Le coefficient de dépendance à la température C_T est donné par la dérivée de ν_B par rapport à la température (Équation 3.25), en supposant que $\frac{dn_{eff}}{dT} \simeq \frac{dn}{dT}$ et $\frac{dV_L^{eff}}{dT} \simeq \frac{dV_L}{dT}$.

$$C_T = \frac{d\nu_B}{dT} = \frac{2V_L^{eff}}{\lambda_0}\frac{dn}{dT} + \frac{2n_{eff}}{\lambda_0}\frac{dV_L}{dT} \tag{3.25}$$

On peut donc écrire :

$$C_T = \frac{d\nu_B}{dT} = \nu_{B_0}\left[\frac{1}{n_{eff}}\frac{dn}{dT} + \frac{1}{V_L^{eff}}\frac{dV_L}{dT}\right] \tag{3.26}$$

où $\nu_{B_0} = \frac{2n_{eff}(T)V_L^{eff}(T)}{\lambda_0}$.

Les valeurs n_{eff} et V_L^{eff} sont déterminées par résolution des équations de propagation optique et acoustique. Les coefficients thermo-optiques et thermo-acoustiques déterminés au paragraphe (3.2.2.2) nous permettent finalement d'estimer le coefficient C_T par la relation suivante :

$$C_T \simeq \frac{\nu_{B_0}}{n_{eff}}\left[vol_D\frac{dn_D}{dT} + (1 - vol_D)\frac{dn_{SiO2}}{dT}\right] + \frac{\nu_{B_0}}{2}\left[\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT} + \alpha\right] \tag{3.27}$$

Pour la silice dopée, on fera l'hypothèse que la dépendance du coefficient thermo-acoustique avec les concentrations de dopants est la même que celle de la vitesse acoustique (voir table 2.1). En effet, il n'existe pas d'étude qui montre les variations des paramètres d'un matériau dopé (indice optique et vitesses acoustiques) avec la température .

3.3 Procédures expérimentales de mesure

Afin de déterminer expérimentalement les coefficients de température et de déformation des fibres optiques, deux bancs de mesure ont été mis en place. Les procédures expérimen-tales sont détaillées dans les paragraphes suivants. Dans les deux cas, les mesures de spectre Brillouin sont effectuées à l'aide d'un interrogateur BOTDA commercial (il s'agit de l'interrogateur n°2 présenté en Annexe C). La longueur d'onde d'expérimentation est égale à $\lambda_0 = 1,552\mu m$.

- Coefficient de déformation C_ε

La caractérisation du coefficient de déformation est réalisée dans une pièce régulée en température ($\Delta T < 0,5°C$). La variation de température étant faible, la variation de fréquence de décalage Brillouin $\Delta\nu_B$ est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta\nu_B = \nu_B - \nu_B|_{(\varepsilon=0,\Delta T=0)} = C_\varepsilon \varepsilon \tag{3.28}$$

La sensibilité de la fréquence Brillouin à la déformation est déterminée après plusieurs sollicitations mécaniques appliquées à la fibre optique. La fibre est fixée en deux points distants d'environ 8m. L'un des deux points se situe sur une platine de translation motorisée avec des déplacements micrométriques. Le point opposé est fixé sur un capteur de force calibré avec des masses connues. Le capteur de force permet de contrôler la stabilité de la contrainte appliquée à la fibre par les déplacements de la platine. On réalise une mesure du spectre Brillouin de la fibre optique après chaque déplacement de 2mm de la platine. La valeur de la pente de l'évolution de la fréquence Brillouin avec la déformation nous donne le coefficient de déformation.

- Coefficient de température C_T

Les fibres optiques sont soumises à différents paliers de température pour la mesure de la sensibilité à la température de la fréquence Brillouin. Elles sont enroulées sur des bobines de 8 à 10cm de diamètre avec une contrainte fixe afin de limiter le décalage en fréquence uniquement aux sollicitations thermiques :

$$\nu_B = \nu_B|_{(\Delta\varepsilon=0,T\sim25°C)} + C_T \Delta T \tag{3.29}$$

Les fibres sont disposées dans une étuve et la température est contrôlée par le biais de thermocouples de type K [1] reliés à un système d'acquisition. Dans cette configuration, la variation de température est inférieure à 0.5°C à chaque palier de température. La durée de l'acquisition du spectre Brillouin n'est donc pas un facteur limitant pour la précision de la mesure. Le coefficient de température est déterminé par la valeur de la pente de l'évolution de la fréquence Brillouin avec la température.

3.4 Influence des propriétés de la fibre optique sur la dépendance à la déformation et à la température de la fréquen-ce Brillouin

Dans ce paragraphe, nous avons appliqué les modèles de simulations des coefficients C_T et C_ε à trois fibres fournies par le fabricant iXFiber. Une fibre standard G.652, une fibre dont le cœur est fortement dopé à l'oxyde de Germanium (GeO_2) et la gaine en silice (fibre étudiée au paragraphe (2.3.4)) et enfin une fibre avec un cœur en silice pure et une gaine dopée au fluor.

Lors des calculs des coefficients de déformation C_ε, les constantes d'élasticité du deuxième ordre λ et μ sont calculées sur la section transverse de la fibre testée. Par contre, les constantes d'élasticité du troisième ordre sont celles de la silice pure.

1. Thermocouples standard : ils permettent une mesure dans une gamme de température large de -250°C à 1372°C

Pour les calculs des coefficients de température C_T, les valeurs de $\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dT}$ et α de la silice dopée sont calculées avec les valeurs correspondantes de la silice pure et avec les concentrations massiques des dopants.

Les concentrations massiques sont obtenues, à l'aide des concentrations molaires, par l'équation suivante :

$$\omega t\% = \frac{mol\% M_D}{mol\% M_D + (1 - mol\%) M_{SiO_2}} \tag{3.30}$$

3.4.1 Fibre type G.652

La fibre testée est une fibre classique type G.652 (iXFiber), dont le rayon du cœur et de la gaine font respectivement 4,6μm et 62,5μm. Le cœur de la fibre est dopé à 3,4mol% (5,8ωt%) et la gaine est constituée de silice pure.

Ses profils d'indice et de vitesses acoustiques longitudinales calculées avec ou sans contraintes internes sont représentés à la Figure 3.1. Le profil de contraintes internes se trouve à la Figure 3.2. En utilisant ces paramètres de la fibre, on modélise le spectre Brillouin. La fréquence de résonance du mode L_{01} est égale à $\nu_{B_0} = 10,84$GHz. L'indice effectif du mode optique et la vitesse acoustique longitudinale effective du mode L_{01} prennent respectivement les valeurs n_{eff}= 1,4457 et V_L^{eff}=5820m/s.

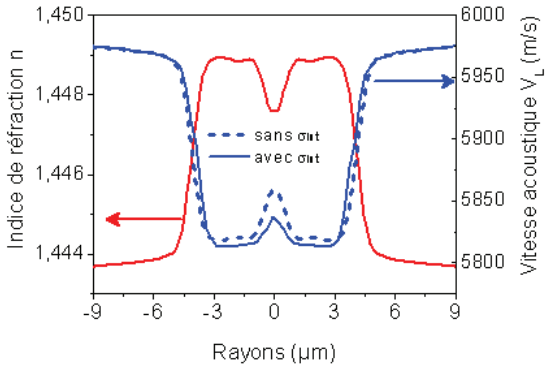

Figure 3.1: Profils d'indice de réfraction mesuré et de vitesses acoustiques calculées (avec ou sans contraintes internes) de la fibre G.652.

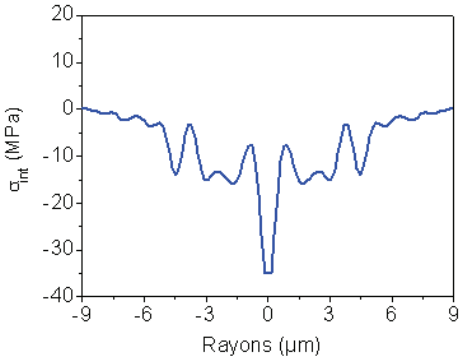

Figure 3.2: Profil de contraintes internes mesurées de la fibre G.652.

Coefficient de déformation C_ε

Les variations des fréquences de décalage Brillouin avec les amplitudes de déformation sont représentées à la Figure 3.3. Le coefficient C_ε est calculé avec le modèle prenant en considération les contraintes résiduelles, présenté au paragraphe (2.3.2.3). Pour cette fibre conventionnelle G.652, on trouve un coefficient C_ε = 0,052MHz/$\mu\varepsilon$. Le résultat obtenu par calcul est bien en adéquation avec celui déterminé expérimentalement. L'incertitude relative entre les coefficients calculé et mesuré est de l'ordre de 10%.

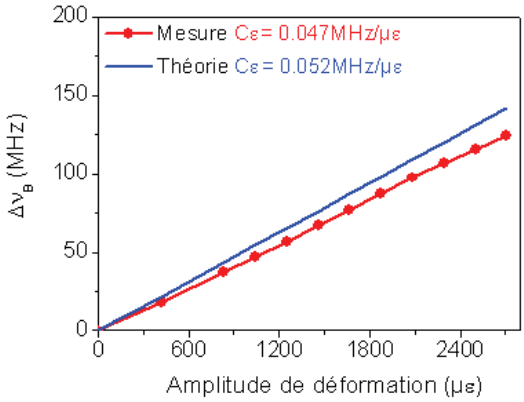

FIGURE 3.3: Dépendance de la fréquence de décalage Brillouin du mode L_{01} avec la déformation.

Coefficient de température C_T

Après avoir procédé au calcul de la fraction molaire de germanium (vol_D= 0,036), le coefficient de température trouvé est égal à C_T = 1,031MHz/°C. Cette valeur est à 1,5% près égale à celle obtenue par la mesure expérimentale (Figure 3.4).

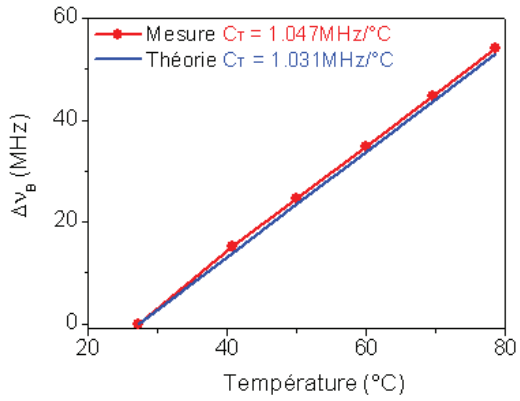

FIGURE 3.4: Dépendance de la fréquence de décalage Brillouin du mode L_{01} avec la température.

Pour cette fibre standard, les valeurs des coefficients C_T et C_ε correspondent bien à celles mesurées.

3.4.2 Fibre fortement dopée GeO_2

Avec un aussi haut niveau de dopage (28mol%) dans le cœur, le cœur et la gaine ont des coefficients viscoélastiques très différents. De ce fait, de très fortes contraintes se créent au moment du passage de la température de fusion à la température ambiante lors de la fabrication.

Les profils d'indice et de vitesses acoustiques de la fibre sont présentés à la Figure 3.5 et le profil de contraintes est présenté à la Figure 2.30.

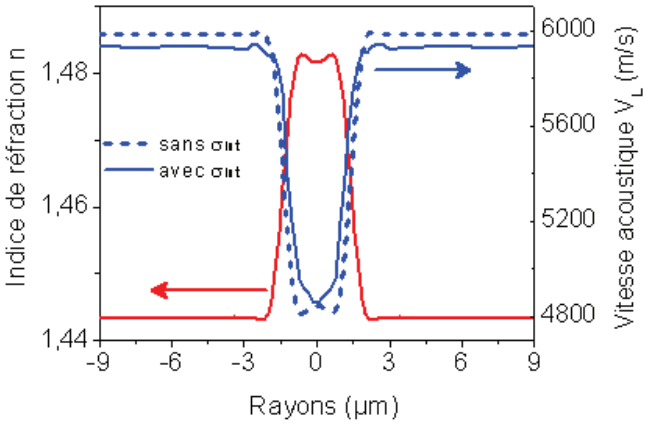

Figure 3.5: Profils d'indice de réfraction mesuré et de vitesses acoustiques calculées (avec ou sans contraintes internes) de la fibre fortement dopée GeO_2.

La fraction molaire de germanium calculée pour cette fibre est égale à vol_D= 0,29. L'indice effectif du mode optique est égal à n_{eff}=1,4534 et la vitesse acoustique effective du mode L_{01} est V_L^{eff} = 4993m/s. La fréquence Brillouin du pic principal est mesurée à $\nu_{B_0} = 9,28$GHz (voir Figure 2.33).

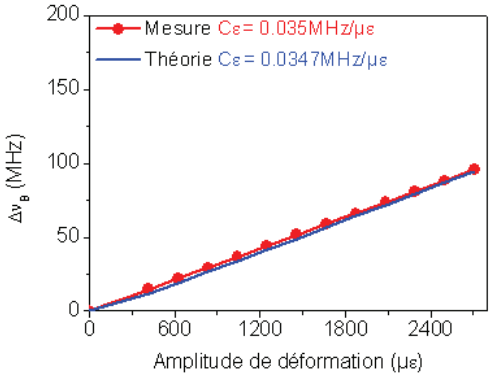

Figure 3.6: Comparaison des dépendances de la fréquence de décalage ν_B de la fibre CMS avec la déformation.

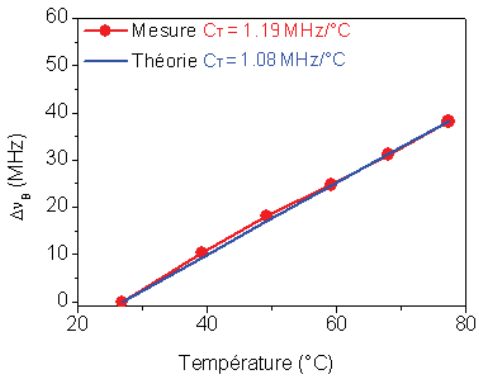

Figure 3.7: Comparaison des dépendances de la fréquence de décalage ν_B de la fibre CMS avec la température.

Les variations des fréquences de décalage Brillouin (modélisées et mesurées) avec les amplitudes de la déformation sont représentées à la Figure 3.6.

De même, la dépendance à la température de la fréquence Brillouin se trouve à la Figure 3.7.

Au final, malgré le très fort dopage de la fibre analysée, on retrouve bien par calcul les valeurs mesurées des coefficients C_ε et C_T avec des incertitudes relatives respectives de 0,6% et 2%. Les coefficients obtenus par calcul sont égaux à $C_\varepsilon = 0,0347\text{MHz}/\mu\varepsilon$ et $C_T = 0,76\text{MHz}/°\text{C}$.

3.4.3 Fibre à gaine dopée fluor

La fibre dopée au fluor que nous avons analysée ici (différente de la fibre étudiée au paragraphe (2.2.2) possède un cœur en silice pure, de rayon 6μm, et une gaine dopée à 1.25mol% au fluor, de rayon 40μm. Les profils d'indice et de vitesses acoustiques de la fibre sont présentés à la Figure 3.8. La Figure 3.9 présente les spectres de gain Brillouin mesuré et modélisé de la fibre. La modélisation du spectre est en très bonne adéquation avec le spectre mesuré. Le mode L_{01} a une fréquence de résonance égale $\nu_{B_0} = 11,05\text{GHz}$. Le spectre de cette fibre est légèrement différent de celui mesuré sur la fibre à gaine dopée fluor présentée au paragraphe (2.2.2). Cette différence peut s'expliquer par le fait que les fibres n'ont pas été fabriquées avec les mêmes paramètres, elles proviennent de deux tirages différents.

Les valeurs d'indice et de vitesse acoustique effectifs obtenus par résolution des équations de propagation sont données par : $n_{eff} = 1,4401$ et $V_L^{eff} = 5953\text{m/s}$.

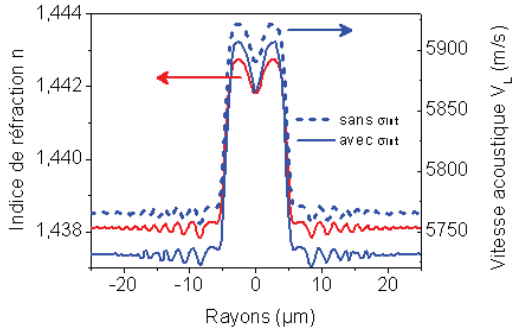

FIGURE 3.8: Profils d'indice de réfraction mesuré et de vitesses acoustiques calculées (avec ou sans contraintes interne) de la fibre dopée au fluor.

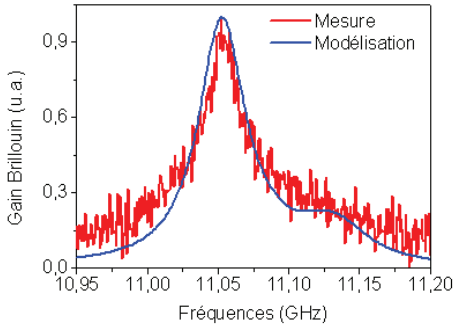

FIGURE 3.9: Comparaison des spectres Brillouin mesuré et modélisé de la fibre dopée au fluor.

Les dépendances des fréquences de décalage Brillouin (mesurées et calculées) avec les amplitudes de déformation et la température sont représentés aux Figures 3.10 et 3.11. Pour le calcul du coefficient C_T, les coefficients thermo-acoustiques et thermo-optiques considérés sont ceux de la silice pure. En effet, le mode optique est confiné dans le cœur, constitué de silice pure pour cette fibre.

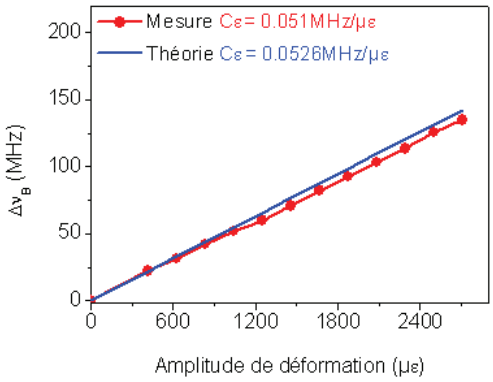

Figure 3.10: Comparaison des dépendances de la fréquence Brillouin ν_B du pic principal du spectre de la fibre dopée au fluor avec la déformation.

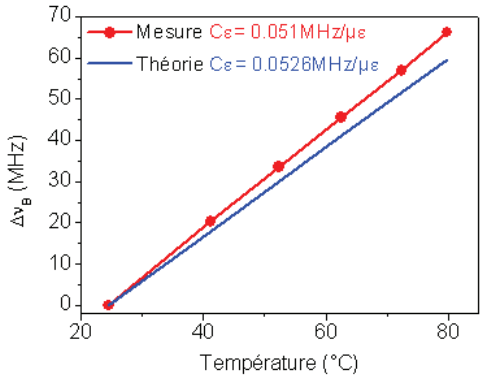

Figure 3.11: Comparaison des dépendances de la fréquence de décalage ν_B du pic principal du spectre de la fibre dopée au fluor avec la température.

Les coefficients obtenus par calcul sont égaux à $C_\varepsilon = 0,0526\text{MHz}/\mu\varepsilon$ et $C_T = 1,08\text{MHz}/°\text{C}$. Une fois de plus, les coefficients C_T et C_ε calculés sont en bonne adéquation avec les mesures expérimentales avec des incertitudes relatives respectives de 2,2% et 9,2%.

3.4.4 Récapitulatif

Tous les résultats obtenus sont récapitulés dans les deux tableaux suivants :

Table 3.2: Récapitulatif des fréquences Brillouin mesurées et des coefficients de déformation C_ε calculés et mesurés des fibres testées.

Type de fibre	ν_{B_0} **(GHz)**	C_ε **calc. (MHz/$\mu\varepsilon$)**	C_ε **mes. (MHz/$\mu\varepsilon$)**	**Incertitude relative (%)**
G.652	10,84	0,052	0,047	7,6
Fib. fortement dopée au GeO_2	9,28	0,0347	0,035	0,6
Fibre à gaine dopée au fluor	11,05	0,0526	0,051	2,2

Table 3.3: Récapitulatif des fréquences Brillouin mesurées et des coefficients de température C_T calculés et mesurés des fibres testées.

Type de fibre	ν_{B_0} **(GHz)**	C_T **calc. (MHz/°C)**	C_T **mes. (MHz/°C)**	**Incertitude relative (%)**
G.652	10,84	1,031	1,047	1,5
Fib. fortement dopée au GeO_2	9,28	0,76	0,745	2
Fibre à gaine dopée au fluor	11,05	1,08	1,19	9,2

Pour conclure, les tests effectués sur les trois fibres aux propriétés très différentes nous permettent de valider les modèles de calculs que nous avons développés, et de pouvoir entreprendre la recherche d'une fibre qui possède une sensibilité à la déformation plus élevée que les fibres en silice classiques. Les résultats des calculs et des mesures des coefficients de déformation C_ε des fibres que nous avons testées dans ce paragraphe seront présentés en conférence internationale des capteurs à fibres optiques OFS22 [13].

3.5 Influence du dopage sur la sensibilité à la déformation

3.5.1 Méthodologie

Nous venons de constater que le type de dopage et la concentration de dopants influencent de manière conséquente les coefficients de sensibilité à la déformation. Dans cette partie, notre objectif est d'identifier, parmi les dopants les plus usuels, ceux qui pourraient améliorer la sensibilité de la fibre à la déformation. En effet, comme mentionné au paragraphe (3.1), nous recherchons une fibre possédant une sensibilité à la déformation au moins deux fois plus élevée que celle d'une fibre classique G.652 et une sensibilité à la température du même ordre de grandeur.

Nous allons dans un premier temps valider le modèle homogène équivalent présenté au paragraphe (3.2.2.2). Les variations de vitesses acoustiques et d'indice de réfraction avec les concentrations de dopants calculées avec le modèle ont été comparées aux valeurs obtenues par C.K. Jen en effectuant des mesures sur des préformes de silice dopée [14] (voir Table 2.1. Ces valeurs sont importantes car elles vont nous permettre de calculer les coefficients C_T et C_ε.

3.5.2 Comparaisons calculs/mesures des variations d'indice de réfraction et de vitesses acoustiques avec les concentrations de dopants

Nous avons vu au paragraphe (3.2.2.2) que les calculs des vitesses acoustiques V_L et V_T et de l'indice de réfraction n du matériau dopé, en fonction de la concentration du dopant, sont possibles grâce aux relations 3.13 et 3.14. Dans les paragraphes suivants, nous allons étudier l'influence des dopants GeO_2, P_2O_5 et Al_2O_3.

Dopant GeO_2

Les constantes opto-élastiques de GeO_2 répertoriées dans la littérature sont données par $V_L^{GeO_2} = 3310$m/s (mesure [8]), $V_T^{GeO_2} = 2233$m/s et $\rho_{GeO_2} = 3650$kg/m^3(mesures à l'état amorphe [15, 16]) et $n_{GeO_2} = 1{,}587$ [17].

On calcule pour plusieurs valeurs de concentrations massiques en GeO_2 ($\omega t\%$), les variations $\Delta n\%/\omega t\%$, $\Delta V_L\%/\omega t\%$ et $\Delta V_T\%/\omega t\%$. La comparaison des résultats obtenus est présentée ci-dessous :

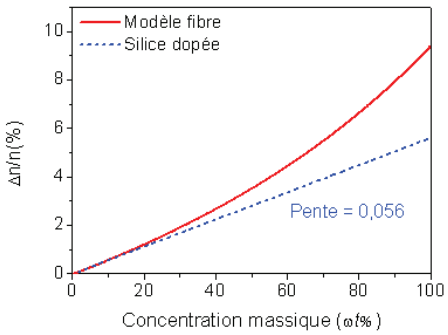

Figure 3.12: Comparaison calcul/mesure de $\Delta n\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de GeO_2.

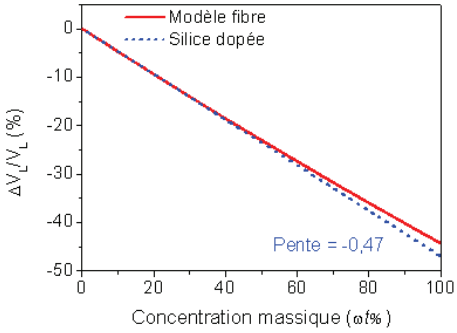

Figure 3.13: Comparaison calcul/mesure de $\Delta V_L\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de GeO_2.

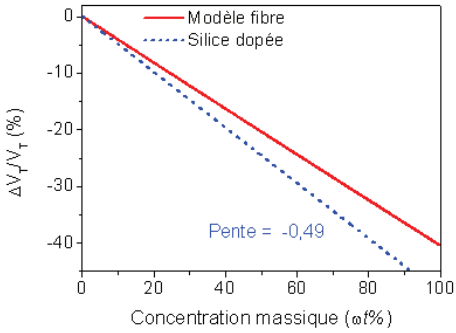

Figure 3.14: Comparaison calcul/mesure de $\Delta V_T\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de GeO_2.

Comme on peut le voir sur les Figures 3.12, 3.13 et 3.14, dans le cas du dopant GeO_2 et pour des concentrations $\omega t\% \leq 40\%$, les calculs des paramètres acousto-optiques de la silice dopée correspondent bien aux valeurs données dans la littérature.

Dopant P_2O_5

Les constantes opto-élastiques du dopant P_2O_5 sont référencées dans [9] grâce à des valeurs de fréquences Brillouin et d'indice de réfraction mesurées sur fibre :
$V_L = 3936$m/s, $V_T = 2471$m/s, $n = 1{,}488$ et $\rho = 2390$kg/m^3.

On calcule pour plusieurs valeurs de concentrations massiques en P_2O_5, les variations $\Delta n\%/\omega t\%$, $\Delta V_L\%/\omega t\%$ et $\Delta V_T\%/\omega t\%$, et on obtient les figures suivantes :

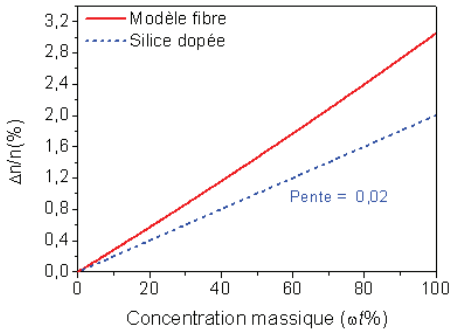

FIGURE 3.15: Comparaison calcul/mesure de $\Delta n\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de P_2O_5.

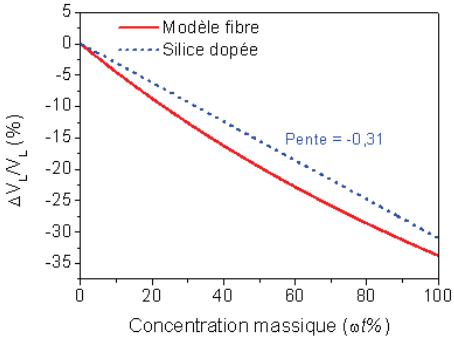

FIGURE 3.16: Comparaison calcul/mesure de $\Delta V_L\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de P_2O_5.

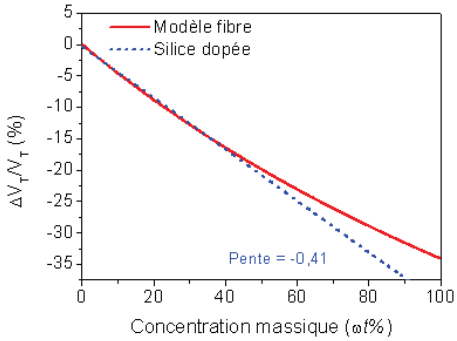

FIGURE 3.17: Comparaison calcul/mesure de $\Delta V_T\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de P_2O_5.

De même que pour le dopant GeO_2, les calculs avec le modèle additif sont validés. En effet, les variations d'indice et de vitesses acoustiques avec la concentration en P_2O_5 obtenues par calculs sont en bon accord avec les variations observées par les mesures sur préforme. On note par exemple une différence pour l'indice de $\Delta\left(\Delta n/n\right) = 8.10^{-3}$, ce qui correspond à une différence sur la valeur de Δn de $\Delta(\Delta n) = 0.011$, donc une incertitude sur la valeur de l'indice d'environ 1%. De façon similaire, on constate une erreur relative de moins de 10% sur les valeurs de vitesses acoustiques longitudinale et transverse.

Dopant Al_2O_3

Les constantes opto-élastiques de Al_2O_3 calculées grâce aux modules d'élasticité du matériau et la masse volumique mesurée dans [18] sont données par :

$V_L = 11000\text{m/s}$, $V_T = 6250\text{m/s}$ et $\rho = 3890\text{kg/m}^3$ et $n = 1{,}745$ [17].

On obtient les figures suivantes :

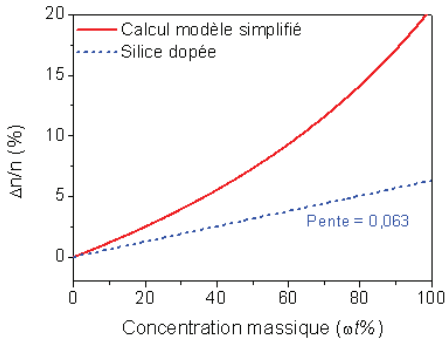

Figure 3.18: Comparaison calcul/mesure de $\Delta n\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de Al_2O_3.

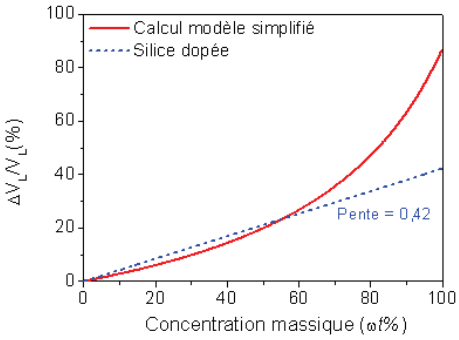

Figure 3.19: Comparaison calcul/mesure de $\Delta V_L\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de Al_2O_3.

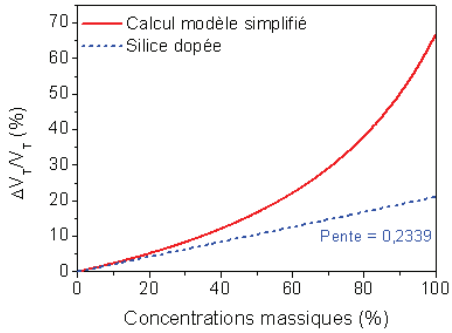

Figure 3.20: Comparaison calcul/mesure de $\Delta V_T\%/\omega t\%$ avec la concentration massique de Al_2O_3.

Comme dans les deux cas de dopants précédents, on observe une bonne adéquation entre les valeurs calculées et mesurées dans la littérature, des variations des paramètres acousto-optiques avec les concentrations d'Alumine. On peut d'ores et déjà remarquer que pour ce dopant, les valeurs des vitesses acoustiques augmentent avec la concentration du dopant, ce qui n'était pas le cas pour les deux premiers dopants analysés.

3.5.3 Résultats

3.5.3.1 Récapitulatif

Un récapitulatif des valeurs obtenues par calculs, en faisant une approximation linéaire pour des valeurs de concentrations massiques $\omega t\% < 40\%$, avec celles obtenues par des mesures sur préformes est présentée dans les tableaux ci-dessous :

TABLE 3.4: Comparaison des coefficients de variation de l'indice de réfraction.

Dopant	$\Delta n\%/\omega t\%$ mesure	$\Delta n\%/\omega t\%$ calcul
GeO_2	+0.056	+0.059
P_2O_5	+0.020	+0.028
Al_2O_3	+0.063	+0.115

TABLE 3.5: Comparaison des coefficients de variation de la vitesse acoustique longitudinale.

Dopant	$\Delta V_L\%/\omega t\%$ mesure	$\Delta V_L\%/\omega t\%$ calcul
GeO_2	-0.47	-0.48
P_2O_5	-0.31	-0.41
Al_2O_3	+0.42	+0.37
B_2O_3	-1.23	-0.63

TABLE 3.6: Comparaison des coefficients de variation de la vitesse acoustique transverse.

Dopant	$\Delta V_T\%/\omega t\%$mesure	$\Delta V_T\%/\omega t\%$ calcul
GeO_2	-0.49	-0.41
P_2O_5	-0.41	-0.42
Al_2O_3	+0.21	+0.23
B_2O_3	-1.18	-0.83

3.5.3.2 Perspectives : augmentation de la sensibilité à la déformation

Nous avons pu valider, dans le paragraphe précédant, le modèle de calcul de la variation des paramètres opto-acoustiques. Nous pouvons maintenant procéder à la recherche de la composition de la fibre qui permettrait d'exacerber la sensibilité à la déformation du spectre Brillouin.

La fréquence de décalage Brillouin est reliée à l'indice effectif et à la vitesse effective longitudinale par la relation 3.21. Pour chaque dopant, l'indice de réfraction et la vitesse acoustique varient avec la contrainte suivant les équations 3.31 et 3.32.

$$n_D(\varepsilon) = n_D(0) - C_2\varepsilon\xi_D \tag{3.31}$$

Et

$$V_D(\varepsilon) = V_D(0)\sqrt{(1 + K_L\varepsilon\xi_D)} \tag{3.32}$$

avec n_D et V_D respectivement l'indice de réfraction et la vitesse acoustique du dopant et C_2, K_L respectivement les coefficients d'opto-élasticité et d'acousto-élasticité. $\xi_D$est son module d'Young.

On peut alors calculer l'indice de réfraction n et la vitesse acoustique longitudinale V_L du matériau dopé avec les équations 3.14 et 3.13.

Le mode optique se propageant principalement dans le cœur, nous ferons l'hypothèse que $n_{eff} \simeq n_{coeur}$ et $V_{eff} \simeq V_{coeur}$. En considérant une fibre dopée uniquement dans le cœur et possédant une gaine en silice pure, on peut tracer l'évolution du coefficient C_ε en fonction de la concentration $[D]$, pour tous les dopants. On obtient les figures suivantes :

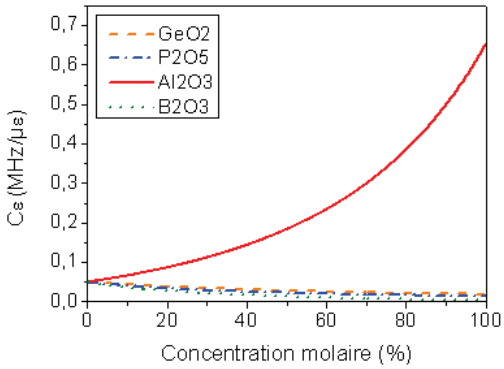

FIGURE 3.21: Variation du coefficient de sensibilité en déformation C_ε avec la concentration molaire de dopants.

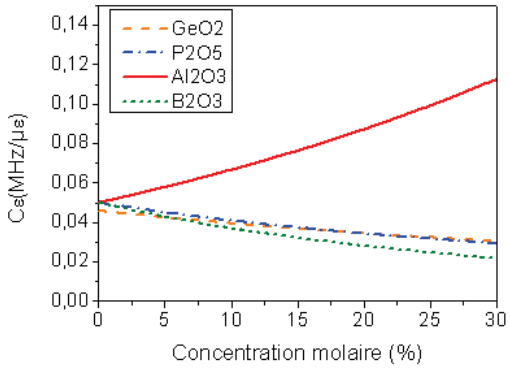

FIGURE 3.22: C_ε vs $[D]$: Zoom sur de faibles concentrations.

Comme on peut le voir à la figure 3.21, **l'alumine** (dopant Al_2O_3) **semble être le candidat idéal pour augmenter la sensibilité de la fibre à la déformation**. On pourrait obtenir une fibre avec le double de la sensibilité à la déformation d'une fibre standard G.652 (C_ε ~0,1MHz/$\mu\varepsilon$) en ajoutant dans le cœur, de l'alumine à la silice pure, avec une concentration de près de 25mol%.

Afin de confirmer nos estimations des valeurs du coefficient de déformation C_ε, nous avons effectué des tests expérimentaux sur une fibre possédant un dopage en alumine dans le cœur.

3.6 Analyse d'une fibre avec une sensibilité à la déformation C_ε élevée

3.6.1 Intérêt d'une fibre co-dopée Al_2O_3/P_2O_5

Nous n'avons pas pu trouver dans le commerce une fibre dont le cœur est dopé en alumine et la gaine est en silice pure. Par contre nous avons eu à notre disposition une fibre co-dopée dans le cœur à 4,3mol% en alumine et à 1,4mol% en oxyde de phosphore (P_2O_5). Cette fibre a été développée par le laboratoire INO [2]. La fibre possède un diamètre de cœur de 9,1μm et un diamètre de gaine de 125μm. Ce type de fibre est à l'origine développée pour des applications amplificateurs et lasers à fibres. Cependant, elle constitue un premier pas pour valider l'augmentation de la sensibilité à la déformation avec l'utilisation du dopant alumine.

Dans le cas d'un co-dopage (dopants D_1 et D_2), le raisonnement de calcul des paramètres acousto-optiques reste le même pour chaque dopant. L'indice de réfraction et les vitesses acoustiques sont calculés à l'aide des équations suivantes :

$$V_L = \frac{1}{\frac{vol_{D1}}{V_{L_{D1}}} + \frac{vol_{D2}}{V_{L_{D2}}} + \frac{(1 - vol_{D1} - vol_{D2})}{V_{L_{SiO_2}}}} \tag{3.33}$$

2. Institut National d'Optique au Québec

$$n = vol_{D1} n_{D1} + vol_{D2} n_{D2} + (1 - vol_{D1} - vol_{D2}) n_{SiO2} \tag{3.34}$$

Une application numérique avec les valeurs $[D_1] = 4,3\text{mol\%}$ et $[D_2] = 1,4\text{mol\%}$ nous donne des valeurs d'indice et de vitesse acoustique dans le cœur égaux à $n = 1,4572$ et $V_L = 5992\text{m/s}$.
Le coefficient de déformation obtenu par modélisation vaut $C_\varepsilon = 0.0533\text{MHz}/\mu\varepsilon$.
Le coefficient de température quant à lui est estimé à $C_T = 1,1\text{MHz}/°\text{C}$.

Afin de valider ces estimations, nous avons procédé à des mesures expérimentales des deux coefficients de sensibilité. Les bancs expérimentaux utilisés pour les mesures présentées au paragraphe (3.3) étant indisponibles, nous avons procédé différemment pour la mesure des coefficients. Les procédures et les résultats des mesures sont présentées dans les deux paragraphes suivants.

3.6.2 Validation de l'augmentation de la sensibilité à la déformation avec une fibre faiblement dopée en Alumine

La mesure du coefficient C_ε de la fibre co-dopée Al_2O_3/P_2O_5 a été effectuée en deux étapes, avec une variation de température évaluée à $< 0.5°\text{C}$:

- la première étape consiste à mesurer le coefficient de déformation Rayleigh de la fibre. Ce dernier va permettre, grâce à des mesures réparties Rayleigh, de déterminer les amplitudes de déformation dans la fibre lors de l'étape suivante,

- la seconde étape consiste à mettre en traction quelques mètres de la fibre, et à déterminer le coefficient de déformation Brillouin C_ε.

Lors de la première étape, la fibre est mise en traction sur une étendue de près de 20cm, grâce à une machine de traction électromécanique (Figure 3.23). L'élongation de la fibre est alors mesurée en fonction de la force appliquée par la presse mécanique (voir Figure 3.24). En parallèle, des mesures de décalages fréquentiels Rayleigh permettent de déterminer le coefficient de déformation Rayleigh C_ε^R. Les profils de décalage Rayleigh mesurés au cours de l'essai sont présentés à la Figure 3.25.

La variation de température étant pratiquement nulle, le décalage de fréquence Rayleigh est relié à la déformation par $\Delta\nu_R = C_\varepsilon^R \varepsilon$. Le coefficient C_ε^R trouvé est égal à $C_\varepsilon^R = -0.12\text{GHz}/\mu\varepsilon$ (le coefficient de déformation Rayleigh d'une fibre classique G.652 étant égal à $C_\varepsilon^R = -0.15\text{GHz}/\mu\varepsilon$).

Figure 3.23: Image descriptive de la mise en traction par la presse mécanique.

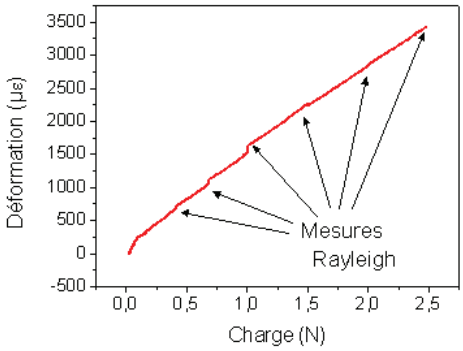

Figure 3.24: Mesures d'amplitudes de déformation de la fibre par la presse mécanique.

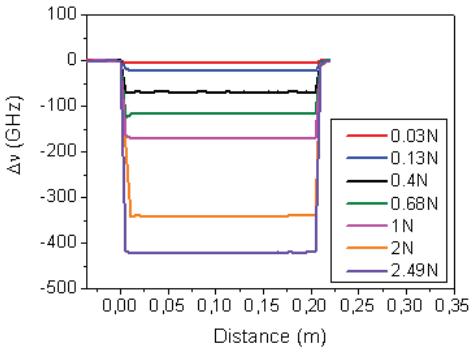

Figure 3.25: Profils de décalages Rayleigh mesurés au cours de la mise en traction de la fibre (20cm).

Durant la seconde partie de l'essai, un nouveau montage a été mis en place. Il permet de travailler avec une longueur de fibre optique compatible avec la résolution spatiale métrique de l'interrogateur Brillouin utilisé (interrogateur n°1 Annexe C). La fibre est fixée en deux points distants de 4,5m environ. Un des points est déplacé à l'aide d'une platine munie d'une vis micrométrique. A chaque pas de la vis, la matrice de spectres répartis Brillouin est enregistrée et en parallèle, des profils Rayleigh sont mesurés. Les mesures Rayleigh permettent d'avoir l'information sur l'amplitude de déformation que subit la fibre *via* le coefficient C_ε^R déterminé précédemment.

Le spectre Brillouin mesuré sur la fibre est représenté à la Figure 3.26. La fréquence du pic principal est égale à 11,32GHz. L'évolution des fréquences Brillouin en fonction des valeurs de déformation obtenues est présentée à la Figure 3.27. Le coefficient de déformation de cette fibre

est estimé par approximation linéaire à $C_\varepsilon = 0.0523\text{MHz}/\mu\varepsilon$.

La valeur trouvée est conforme à 2% près aux estimations faites précédemment par calcul, $C_\varepsilon^{calcul} = 0.0533\text{MHz}/\mu\varepsilon$.

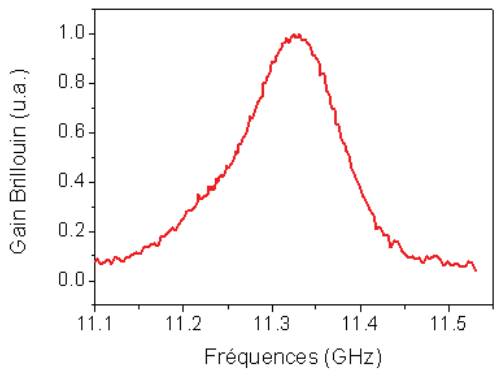

FIGURE 3.26: Spectre Brillouin mesuré au centre de la fibre.

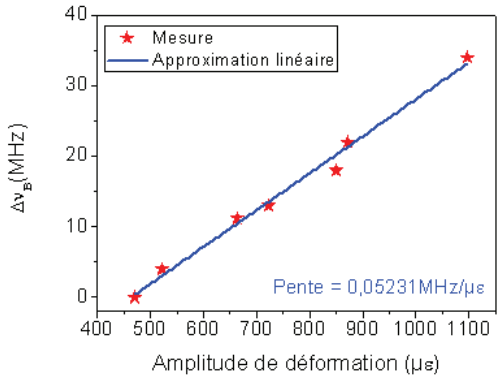

FIGURE 3.27: Dépendance de la fréquence Brillouin du pic principal à la déformation appliquée.

Malgré le co-dopage avec l'oxyde de phosphore (P_2O_5), on vérifie bien que **la présence d'alumine augmente le coefficient de déformation Brillouin de la fibre**. **L'augmentation de C_ε est d'environ 12% lorsqu'on le compare au coefficient de déformation d'une fibre classique G.652** ($C_\varepsilon = 0.047\text{MHz}/\mu\varepsilon$). On est donc finalement confiants dans le fait d'arriver à doubler le coefficient de déformation C_ε en augmentant le dopage en alumine dans le cœur.

En ce qui concerne l'utilisation d'une fibre dopée alumine pour la mesure simultanée de température et de déformation, nous avons besoin de vérifier que son coefficient de sensibilité à la température reste de l'ordre de C_T ~1MHz/°C. Dans le paragraphe suivant nous allons procéder à la mesure du coefficient C_T de la fibre co-dopée Al_2O_3/P_2O_5.

3.6.3 Détermination expérimentale du coefficient de dépendance à la température

La fibre est enroulée sur une bobine à contrainte fixe puis plongée dans un bain d'eau. Le bain d'eau est ensuite placé sur une plaque chauffante. Les mesures de spectres Brillouin sont réalisées pendant le refroidissement du bain (la température étant suffisamment homogène). Le contrôle de la température se fait avec une sonde résistive. La variation de la fréquence Brillouin avec la température est présentée à la Figure 3.28.

Le coefficient C_T obtenu par approximation linéaire des différents points de mesures est égal à C_T=0,967MHz/°C. Malgré le fait que cette valeur soit différente de près de 13% à la valeur estimée par calculs, elle reste très proche de 1MHz/°C. Ce résultat est donc encourageant pour une discrimination de la température et de la déformation en utilisant cette fibre et une fibre standard G.652.

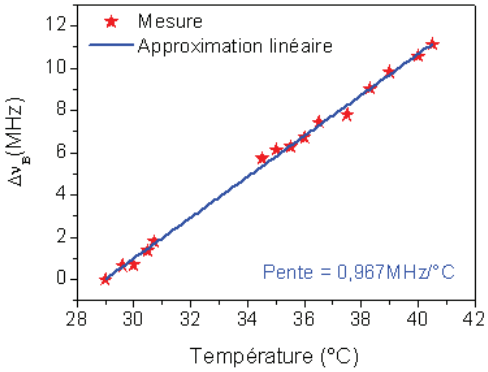

Figure 3.28: Dépendance de la fréquence Brillouin du pic principal à la variation de température.

3.6.4 Proposition de discrimination de la température et de la déformation

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe (3.1), l'utilisation de deux fibres solidaires qui subissent les mêmes variations de température et de déformation et qui possèdent des rapports de coefficients C_ε/C_T très différents permettrait de discriminer les deux effets. Dans cette partie notre objectif est d'évaluer le potentiel de séparation température et déformation avec la fibre de type G.652 (étudiée au paragraphe (3.4.1) et dopée à 3,4mol% au GeO_2) et la fibre co-dopée Al_2O_3/P_2O_5. Les coefficients des deux fibres sont :

- fibre dopée au GeO_2 : $C_{\varepsilon 1} = 0.047$MHz/$\mu\varepsilon$ et C_{T1}=1.047MHz/°C ,
- fibre co-dopée Al_2O_3/P_2O_5 : $C_{\varepsilon 2} = 0.0523$MHz/$\mu\varepsilon$ et C_{T2}=0.967MHz/°C.

La différence des rapports C_ε/C_T des coefficients des deux fibres est d'environ 10^{-2}, on a augmenté d'un facteur 10 le déterminant D comparé à une mesure Brillouin sur une fibre multimode acoustique (voir paragraphe (3.1)). Le calcul des incertitudes $u(\Delta T)$ et $u(\epsilon)$ sur les valeurs des mesurandes est effectué à partir de la relation 3.2.

En effet, on a le système :

$$\begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta\epsilon \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix} \tag{3.35}$$

où

$$P = \frac{1}{D} \begin{pmatrix} C_{\epsilon 2} & -C_{\epsilon 1} \\ -C_{T2} & C_{T1} \end{pmatrix} \tag{3.36}$$

La matrice de variance-covariance V des mesurandes est donc égale à :

$$V\left[\begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta\epsilon \end{pmatrix}\right] = P \times V\left[\begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix}\right] \times P^T \tag{3.37}$$

où P^T est la matrice transposée de la matrice P.

Si on considère que les deux mesures sont indépendantes l'une de l'autre, on peut écrire :

$$V\left[\begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix}\right] = \sigma^2_{\Delta\nu} I \tag{3.38}$$

I est la matrice identité et $\sigma_{\Delta\nu}$ est l'incertitude sur les mesures de décalages fréquentiels $\Delta\nu$.

La matrice de variance-covariance des mesurandes devient donc :

$$V\left[\begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta\epsilon \end{pmatrix}\right] = \sigma^2_{\Delta\nu}\left(P \times P^T\right) \tag{3.39}$$

Les valeurs diagonales de la matrice obtenue sont égales aux carrés des incertitudes $u(\Delta T)$ et $u(\epsilon)$.

Dans le cas où l'incertitude sur la position fréquentielle (seuil de discrimination) prend une unique valeur $\delta\nu$=0,1MHz, qui est une valeur typique, l'incertitude sur les différences $\sigma_{\Delta\nu}$ vaut donc le double.

Pour le binôme considéré fibre G.652/fibre Al_2O_3/P_2O_5, on obtient les incertitudes suivantes :

$$u(\Delta T) = 1,12°C \tag{3.40}$$

$$u(\Delta\epsilon) = 22,5\mu\varepsilon \tag{3.41}$$

Les précisions actuelles des mesures Brillouin de température (à déformation constante) et de déformation (à température constante) sont respectivement de $\sim$ 1°C et 20$\mu\varepsilon$. Les valeurs d'incertitudes prévues avec l'utilisation de la fibre Al_2O_3/P_2O_5, à savoir 1,12°C et 22,5$\mu\varepsilon$, nous rassurent quant à la perspective d'utiliser cette méthode pour discriminer la température et la déformation avec la fréquence Brillouin. **En effet, on vient de montrer qu'il devient possible de garder, voire d'améliorer les précisions des mesures de température et de déformation tout en mesurant les deux effets séparément**.

3.6.5 Perspectives

Les incertitudes précédentes, déjà très encourageantes pour des applications de surveillance d'ouvrage de génie civil, peuvent encore être améliorées. En effet, en faisant l'hypothèse qu'on réussisse à fabriquer une fibre dont le coefficient de déformation $C_{\varepsilon 2}$ est le double de celui d'une fibre G.652 standard ($C_{\varepsilon 2} = 0,1\text{MHz}/\mu\varepsilon$), dopée à 25mol% en alumine dans le cœur (voir paragraphe (3.5.3.2)) avec en plus un coefficient de température C_{T2} n'est pas modifié à plus de 20%($C_{T2} = 1,2\text{MHz}/°\text{C}$), on trouve les incertitudes :

$$u(\Delta T) = 0,41°C \tag{3.42}$$

$$u(\Delta\epsilon) = 4,3\mu\varepsilon \tag{3.43}$$

On arriverait donc à **une précision dix fois plus grande** dans la discrimination température et déformation en utilisant une fibre plus fortement dopée en alumine. Une collaboration est en cours avec le laboratoire INO pour la fabrication d'une telle fibre.

Une deuxième perspective serait de développer une fibre optique co-dopée GeO_2 et Al_2O_3 qui présenterait de part son design deux pics Brillouin de sensibilités différentes à la température et à la déformation.

3.7 Conclusions

Nous avons proposé dans ce chapitre une méthode originale pour séparer les effets de la température et de la déformation sur les mesures de fréquences de décalage Brillouin. La mesure simultanée des deux effets est alors possible en insérant dans le même câble, deux fibres optiques aux sensibilités différentes et en effectuant des mesures réparties de décalages fréquentiels Brillouin dans les deux fibres.

Notre objectif a donc été d'identifier une fibre optique possédant une meilleure sensibilité à la déformation comparée à une fibre standard de type G.652 mais avec une sensibilité identique à la température. Pour y parvenir, nous nous sommes intéressés aux propriétés matériaux des fibres optiques et nous avons procédé à la modélisation des sensibilités à la déformation et à la température de trois types de fibres optiques monomodes.

Une étude de l'influence du type et de la concentration de dopants utilisés dans la fibre nous a permis de constater qu'un dopage en alumine dans le cœur de la fibre exacerbe la sensibilité à la déformation de la fréquence Brillouin. L'utilisation d'un exemple de fibre faiblement dopée en alumine nous a permis de valider notre méthode de séparation température déformation avec des précisions évaluées à $\sim$1°C pour la température et $\sim 20\mu\varepsilon$ pour la déformation. Des développements sur la fabrication de la fibre pour augmenter la concentration en alumine et diminuer les pertes en ligne de la fibre permettraient d'améliorer encore plus ces incertitudes de mesure. En effet, bien que faiblement dopée en alumine (4,3mol%), la fibre que nous avons analysée présente des pertes égales à 19dB/km à 1550nm. Ces performances restent cependant très bonnes comparées à celles présentées au paragraphe (1.3).

Cette méthode présente l'avantage d'être facile à mettre en œuvre et de plus, elle permet de bénéficier des avancées technologiques des interrogateurs Brillouin en terme de portée, résolution spatiale et de dynamique de mesure. Le tableau 3.7 complète le tableau 1.3 présenté au paragraphe (1.4) avec la solution proposée.

TABLE 3.7: Tableau récapitulatif des solutions existantes de mesure simultanée de la température et de la déformation, utilisant des capteurs à fibres optiques répartis.

Mise en œuvre		Méthode de mesure	Année	Portée	Rés. spat.	$u(\varepsilon)$	$u(T)$
2 FO	1 FO solidaire 1 FO lâche	Rayleigh ou Brillouin ($\Delta\nu$)	-	Difficulté d'exécution			
	2 FO solidaires	Rayleigh + Brillouin ($\Delta\nu$)	2011	70m	1m	20$\mu\varepsilon$	1°C
	2 FO solidaires	Brllouin ($\Delta\nu_{2pics}$)	2012	>10km	1m	22.5$\mu\varepsilon$	1.12°C
1 FO	1 FO solidaire	Raman + Brillouin + codages d'impulsion	2010	25km	qqs m	30$\mu\varepsilon$	0.27°C
	1 FO solidaire	Brillouin ($\Delta\nu$, $\delta\nu$)	2004	>10km	>1m	100$\mu\varepsilon$	>1°C
	1 FO solidaire (LEAF)	Brillouin ($\Delta\nu_{2pics}$, $\delta\nu_{2pics}$)	2011	>10km	4m	37$\mu\varepsilon$	1.8°C
	1 FO solidaire (PCF)	Brillouin ($\Delta\nu_{2pics}$)	2004	2m	0.15m	15$\mu\varepsilon$	1.3°C
	1 FO solidaire	Rayleigh + Brillouin ($\Delta\nu$)	2008	70m	2cm	20$\mu\varepsilon$	1°C

Bibliographie

[1] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda. Tensile strain dependence of brillouin frequency shift in silica optical fibers. *Photon. Technol. Lett.*, 1(5) :107–108, 1989.

[2] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda. Thermal effects of brillouin gain spectra in single mode fibers. *Photon. Technol. Lett.*, 2(10) :718–720, 1990.

[3] W. Zou, Z. He, and K. Hotate. Investigation of strain- and temperature- dependences of brillouin frequency shifts in geo-doped optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 26(13) : 1854–1861, 2005.

[4] V. Lanticq. *Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil.* PhD thesis, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2009.

[5] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada. Tensile strain dependence of brillouin frequency shift in silica optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 13 (7) :1296–1302, July 1995.

[6] F. Dürr, H. G. Limberger, R. P Salathé, F. Hindle, M. Douay, E. Fertein, and C. Przygodzki. Tomographic measurement of femtosecond-laser induced stress changes in optical fibers. *Applied Phys. Lett.*, 84(24) :4983, 2004.

[7] E. Tong Yih Lee. *Development and characterisation of phosphate glasses for athermalisation.* PhD thesis, University of Southampton, 2004.

[8] P.D. Dragic. Simplified model for effect of ge doping on silica fiber acoustic properties. *Electronics Lett.*, 45 :256–257, 2009.

[9] P-C. Law, Y-S. Liu, A. Croteau, and P.D. Dragic. Acoustic coefficients of p_2o_5-doped silica fiber : acoustic velocity, acoustic attenuation, and thermo-acoustic coefficient. *Opt. Materials Express*, 1 :686–699, 2011.

[10] M. J. Lin. Anomalous temperature dependance of ultrasonic velocity in potassium silicate glasses. *Chinese Journal of Physics*, 23 :235–244, 1985.

[11] S. Spinner. Temperature dependence of elastic constants of vitreous silica. *Journal of the American Ceramic Society*, 45(8) :394–397, 1961.

[12] A. S. Pine. Brillouin scattering study of acoustic attenuation in fused quartz. *Phys. Rev.*, 185(3) :1187–1193, 1969.

[13] Y. Sikali Mamdem, F. Taillade, Y. Jaouën, R. Gabet, G. Moreau, X. Phéron, and S. Delepine-Lesoille. Optical fiber properties influence on strain coefficient c_ε of brillouin frequency shift. *in proceedings of OFS-22 Conference*, Oct. 2012.

[14] C-K. Jen, C. Neron, A. Shang, K. Abe, L. Bonnell, and J. Kushibiki. Acoustic characterization of silica glasses. *J. Am. Ceram. Soc.*, 76(3) :712–716, Mars 1993.

[15] A.V. Anan'ev, V.N. Bogdanov, and B. Champagnon et. al. Origin of rayleigh scattering and anomaly of elastic properties in vitreous and molten geo_2. *J. Non Cryst. Solids*, 354 : 3049–3058, 2008.

[16] L.G. Hwa and W.C. Chao. Velocity of sound and elastic properties of lanthanum gallo-germanate glasses. *Materials Chemistry and Physics*, 94 :37–41, 2005.

[17] www.refractiveindex.info.

[18] D. Royer, E. Burov, and E. Dieulesaint. Propagation dans un solide. *Acoustique*, (AF 3 814) :1–16, 2001.

Conclusions générales

Une première étape de ce travail de thèse a consisté à montrer l'intérêt des capteurs répartis à fibres optiques pour la surveillance des ouvrages de génie civil. Ces derniers présentent les avantages propres aux propriétés de la fibre optique tels que la neutralité électromagnétique et la mesure déportée. Cependant, contrairement aux CFO (capteurs à fibres optiques) ponctuels ou quasi-distribués, ils présentent une capacité de multiplexage importante et sont sensibles de manière continue sur toute la longueur de la fibre optique. Dans le cadre de mes travaux, je me suis particulièrement intéressé aux capteurs répartis reposant sur la diffusion Brillouin. En effet, grâce à leur sensibilité à la température et à la déformation, ils permettent de procéder à des mesures de profils de température et/ou de déformation tout le long du trajet optique. De plus, ce sont les seuls à permettre d'effectuer des mesures sur des distances pluri-kilométriques.

Un exemple d'application sur une poutre en béton identique à celle d'un ouvrage réel a permis d'illustrer l'utilisation de CFO Brillouin pour l'auscultation d'ouvrages d'art. Cet exemple valide les résultats obtenus par fibre optique en comparaison des mesures avec des capteurs traditionnels ponctuels (capteurs à cordes vibrantes et capteurs de température) et montre l'avantage des mesures réparties sur les mesures ponctuelles. Cependant, la mesure répartie Brillouin soulève une problématique de séparation des effets de la température et de la déformation. Les différentes solutions existantes pour pallier cette difficulté ont ensuite été répertoriées. Celles-ci n'étant pas satisfaisantes pour les besoins des applications visées, nous avons procédé à une étude plus poussée de la diffusion Brillouin dans la fibre optique. En effet, les objectifs principaux de cette thèse consistent à augmenter la sensibilité à la déformation d'un capteur à fibre optique reposant sur la diffusion Brillouin et à proposer une solution de séparation de la température et de la déformation avec l'effet Brillouin.

Pour une meilleure compréhension du phénomène de diffusion Brillouin, nous avons étudié les équations de propagation des ondes acoustiques et de l'onde optique dans les fibres optiques. Un modèle de simulation FEM-2D a été développé pour le calcul des spectres Brillouin des fibres optiques. Un banc expérimental pour la validation des modèles a également été mis en œuvre. Afin de déterminer l'étendue du domaine d'application de notre modèle, nous avons procédé à des calculs de spectres Brillouin de fibres optiques aux propriétés très différentes. Nous avons réussi par la suite à mettre en application notre outil de modélisation pour l'étude de l'influence des contraintes résiduelles internes emprisonnées dans les fibres optiques lors de leur fabrication. Pour une modélisation plus précise du spectre Brillouin, nous avons démontré l'importance de la prise en compte de ces contraintes dans les calculs.

Grâce à ces outils (de simulation et expérimentation), nous avons pu aborder l'étude de

la sensibilité à la température et à la déformation de la fréquence de décalage Brillouin, en s'intéressant aux propriétés matériaux des fibres optiques et à leurs dépendances à la température et à la déformation. Jusqu'alors, il n'existait que des modèles semi-empiriques permettant d'estimer les coefficients de sensibilité Brillouin. Nous avons réussi, grâce au modèles de simulations, à procéder aux calculs des coefficients de déformation et de température de la fréquence Brillouin pour différents types de fibres optiques. Ces derniers ont ensuite été validés expérimentalement.

Grâce à nos modèles de calculs des coefficients de sensibilité Brillouin, nous avons pu imaginer un design très novateur pour augmenter la sensibilité à la déformation de la fréquence Brillouin. L'influence du type de dopant et de sa concentration dans le cœur de la fibre nous a permis d'identifier le dopant alumine comme un excellent candidat. Nos prévisions ont d'ores et déjà été validées expérimentalement pour une fibre faiblement dopée en alumine. Ces résultats ont donc permis de répondre au premier objectif de mes travaux de thèse à savoir la proposition d'une fibre innovante pour améliorer la sensibilité à la déformation de la diffusion Brillouin.

Nous avons également répondu au second objectif de la thèse en proposant une méthode originale pour séparer les effets de la température et de la déformation sur les mesures de fréquences de décalage Brillouin. Il s'agit d'effectuer des mesures de décalages fréquentiels Brillouin dans deux fibres optiques insérées dans le même câble de manière à subir les mêmes variations de température et de déformation. La mesure simultanée des deux effets est alors possible si les deux fibres optiques ont des coefficients de sensibilité différents. Par exemple, en utilisant une fibre faiblement dopée en alumine et une fibre standard de type G.652, la mesure simultanée de la température et de la déformation est effectuée avec des précisions évaluées respectivement à $\sim$1°C et $\sim 20\mu\varepsilon$. La facilité de mise en œuvre, les performances et le coût relativement bas de cette méthode répondent en grande partie aux besoins industriels.

Des travaux futurs pour une augmentation de la concentration en alumine dans la fibre sont prévus par EDF R& D, l'Andra, l'IFSTTAR et Télécom ParisTech. Celle-ci permettrait d'avoir des précisions dix fois plus élevées ($\sim$0,3°C et $\sim 4\mu\varepsilon$).

La recherche d'une fibre co-dopée au germanium et en alumine et dont le design engendrerait un spectre Brillouin avec deux pics de sensibilités différentes, est également envisagée.

Annexe A

Présentation des capteurs traditionnels de surveillance d'ouvrages de génie civil

Les capteurs les plus souvent utilisés pour le contrôle de structures du génie civil sont :

> les capteurs de déformation : les capteurs à corde vibrante et les capteurs extensométriques de type LVDT [1],

> les capteurs de température : les thermocouples et les sondes résistives.

Dans l'essai présenté au paragraphe (1.2.2) nous avons utilisé les capteurs à corde vibrante et les sondes résistives.

A.1 Les extensomètres à corde vibrante (C110 ou CV)

Les capteurs à corde vibrante permettent de déterminer la tension d'une corde entre deux points en mesurant sa fréquence de résonance, encore appelée mode fondamental de vibration. Ils sont en acier constitués d'un fil soudé à deux têtes en acier. À partir de la tension du fil, on déduit son allongement. Ce principe physique permet donc de mesurer la déformation de la structure sur laquelle est fixé le capteur en ses deux extrémités. La longueur initiale de la corde est déterminée durant sa fabrication. Une bobine électromagnétique sert à exciter la corde via une impulsion électrique et permet de mesurer la fréquence de résonance. La distance entre les têtes d'acier détermine la base de mesure, ici 110mm.

La relation fréquence-élongation est propre à chaque type de jauge extensométrique et permet de calculer la déformation à partir du coefficient extensométrique K. La déformation est liée à la mesure de fréquences initiale f_0 et finale f par la relation suivante :

$$\varepsilon = K(f^2 - f_0^2) \tag{A.1}$$

1. Linear Variable Differential Transformer

où $K = 0,3 \times 643 \times 10^{-5} dHz^{-2}$

Lorsqu'il y a une variation de température en plus de la déformation, la corde d'acier se dilate, il est donc nécessaire de corriger cette valeur de déformation. La correction thermique est obtenue par l'équation A.2.

$$\varepsilon_{corr} = \varepsilon + (\alpha_s - \alpha_c).\Delta T \tag{A.2}$$

avec α_s et α_c les coefficients de dilatation thermique respectifs de la structure (ici le béton) et de l'acier. Une mesure en parallèle de la température est donc nécessaire lorsqu'on utilise ce type de capteurs. Elle est possible grâce aux sondes résisitives.

A.2 Les sondes résistives (PT100)

Il s'agit de thermomètres à résistance de platine permettant de mesurer la température. Le principe de mesure repose sur la variation de la résistance électrique d'un conducteur métallique (ici le platine) qui croît avec la température.

Le platine est le plus souvent utilisé car sa résistance présente une bonne linéarité sur une grande plage de température ([-250°C - +900°C]). La pureté du platine lui confère une très bonne stabilité en température. De plus, les résistances sont largement insensibles aux contraintes mécaniques. La relation entre la résistance et la température est donnée à l'équation A.3.

$$R_t = R_0[1 + AT + BT^2 + C(T - 100)T^3] \tag{A.3}$$

où R_t est la résistance à la température T (en °C), R_0 celle à la température 0°C et vaut 100Ω, A, B et C sont des constantes obtenues par étalonnage.

Annexe B

Équations des ondes acoustiques

L'équation de Navier-Stokes est la suivante :

$$\rho \frac{\partial^2 \overrightarrow{u}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\, \nabla(\nabla.\overrightarrow{u}) - \mu \nabla \times (\nabla \times \overrightarrow{u}) \tag{B.1}$$

Sachant que les solutions recherchées sont de la forme $\overrightarrow{u} = \overrightarrow{U}(x, y, z)exp(j\omega t)$, l'équation devient le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} (\lambda + 2\mu)[\nabla.(\nabla \overrightarrow{U})]_x - \mu[\nabla \times (\nabla \times \overrightarrow{U})]_x + \rho\omega^2 U_x = 0 \\ (\lambda + 2\mu)[\nabla.(\nabla \overrightarrow{U})]_y - \mu[\nabla \times (\nabla \times \overrightarrow{U})]_y + \rho\omega^2 U_y = 0 \\ (\lambda + 2\mu)[\nabla.(\nabla \overrightarrow{U})]_z - \mu[\nabla \times (\nabla \times \overrightarrow{U})]_z + \rho\omega^2 U_z = 0 \end{cases}$$

En développant le système, on obtient :

$$\begin{cases} \rho V_L^2 \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z}\right] + \rho V_T^2 \left[\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x}\right)\right] + \rho\omega^2 U_x = 0 \\ \rho V_L^2 \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z}\right] + \rho V_T^2 \left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y}\right)\right] + \rho\omega^2 U_y = 0 \\ \rho V_L^2 \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z}\right] + \rho V_T^2 \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z}\right)\right] + \rho\omega^2 U_z = 0 \end{cases}$$

Ce système peut s'écrire de manière matricielle (Eq. B.2), en utilisant les opérateurs $\nabla.$ et ∇_s représentés par les opérateurs matriciels différentiels ci-dessous [1] :

$$\nabla.([C]\nabla_s \overrightarrow{U}) + \rho\omega^2 \overrightarrow{U} = \overrightarrow{0} \tag{B.2}$$

avec $[C]$ la matrice de rigidité du matériau.

$$[\nabla.] = \begin{bmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ 0 & \partial/\partial y & 0 & \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \\ 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix} \tag{B.3}$$

$$[\nabla_s] = \begin{bmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 \\ 0 & \partial/\partial y & 0 \\ 0 & 0 & \partial/\partial z \\ 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \\ \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix} \tag{B.4}$$

Bibliographie

[1] B. A. Auld. Application of microwave concepts to the theory of acoustic fields and waves in solids. *IEEE Trans. MTT*, 17(11) :800–811, Nov. 1969.

Annexe C

Présentation des interrogateurs B-OTDA

Les deux interrogateurs commerciaux mis à notre disposition reposent sur l'analyse de la diffusion Brillouin stimulée. Dans le cas des interrogateurs B-OTDA, deux ondes sont envoyées aux deux extrémités de la fibre sous test, il s'agit respectivement d'une onde dite onde pompe et d'une autre dite onde sonde. Lorsque les deux ondes se trouvent au même endroit dans la fibre, elles interagissent et un transfert d'énergie a alors lieu de l'onde pompe vers l'onde sonde comme nous l'avons expliqué au paragraphe (2.1.1). On peut trouver une description plus détaillée du principe de fonctionnement B-OTDA dans [1].

Les deux interrogateurs correspondent aux deux cas de figure de B-OTDA possibles :

> l'un des systèmes consiste à mesurer le gain Brillouin de la sonde[2] sur la pompe : nous l'appellerons interrogateur n°1 (voir Figure C.1).

> Le deuxième système analyse la DBS en mesurant cette fois-ci les pertes sur la pompe[3] : nous l'appellerons interrogateur n°2.

Les deux appareils mesurent le gain (respectivement les pertes) en fonction de la différence de fréquence entre la pompe et la sonde. L'interaction entre les deux ondes se produit lorsque leur différence de fréquence $\Delta\nu$ est égale à la fréquence de décalage Brillouin de la fibre optique. En faisant varier $\Delta\nu$, le gain de l'onde sonde (respectivement les pertes de l'onde pompe) sont enregistrés à un bout de la fibre en fonction de $\Delta\nu$ et le gain maximal (respectivement les pertes maximales) est observé à la fréquence Brillouin.

Dans le cas du système basé sur la mesure du gain de la sonde, l'onde sonde injectée est continue et de faible puissance tandis que l'onde pompe est sous la forme d'une impulsion et son intensité est beaucoup plus élevée. L'impulsion va se propager le long de la fibre et interagir avec la sonde. La variation de la puissance de l'onde sonde, et donc le gain dû à la DBS, avec le temps est mesurée avec un photodétecteur à l'entrée de l'impulsion. Il en résulte une trace temporelle en fonction de $\Delta\nu$. La conversion temps-distance de cette trace donne le gain Brillouin tout le long de la fibre testée. Pour chaque valeur de $\Delta\nu = \nu_{sonde} - \nu_{pompe}$, on

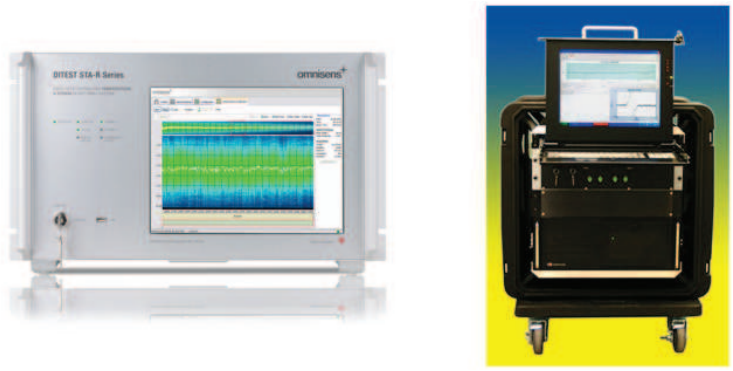

Figure C.1: Interrogateurs Brillouin : interrogateur n°1 (à gauche) et interrogateur n°2 (à droite)

reconstruit la forme de la raie Brillouin pour chaque position dans la fibre.

L'interrogateur n°2 fonctionne sur le même principe mais l'onde pompe impulsionnelle est cette fois-ci de plus faible intensité (∼mW) et l'onde sonde est quant à elle de puissance faible (∼ μW).

C.1 Exemple de mesure de spectre Brillouin : fibre standard SMF

La technique de mesure du spectre Brillouin est un paramètre important à considérer lorsque l'on procède à des études des paramètres influents sur le spectre. Pour illustrer les différences observables sur le spectre Brillouin suivant la technique de mesure utilisée, nous avons mesuré le spectre Brillouin d'une fibre standard SMF de longueur 60m. Nous avons comparé les résultats obtenus avec les deux instruments B-OTDA et notre banc de spectroscopie en régime continu (voir Figure C.2). Les spectres ont été normalisés et superposés, en effet il existait des décalages fréquentiels, dus aux différentes longueur d'onde des interrogateurs.

Les spectres Brillouin présentent un pic principal autour de 10.87GHz et des pics secondaires de fréquences plus élevées. On remarque également que, suivant la largeur de l'impulsion de l'onde pompe introduite dans la fibre, la largeur à mi-hauteur du spectre Brillouin est modifiée de manière importante. En effet, en régime Brillouin spontané sur le banc de spectroscopie (paragraphe (2.1.2)), on mesure exactement le spectre de gain Brillouin intégré sur toute la fibre. Par contre, en régime Brillouin stimulé (régime de fonctionnement des B-OTDA), on mesure l'énergie transférée d'une onde à l'autre en un point de la fibre. Dans ce cas de figure, la forme du spectre est modifié par les paramètres des ondes pompe et sonde (puissance, largeur d'implusion).

On a par exemple à la Figure C.2, une largeur de 30MHz en régime spontané (largeur typique des fibres en silice) qui devient 50MHz pour une onde pompe de largeur $Tp = 40$ns (interrogateur n°2) et 130MHz pour une impulsion de largeur $Tp = 4$ns (interrogateur n°1). Plus on diminue la largeur de l'impulsion de l'onde pompe, plus le spectre de l'impulsion a une largeur de l'ordre de celle de la largeur Brillouin, ce qui fausse la mesure Brillouin. L'influence

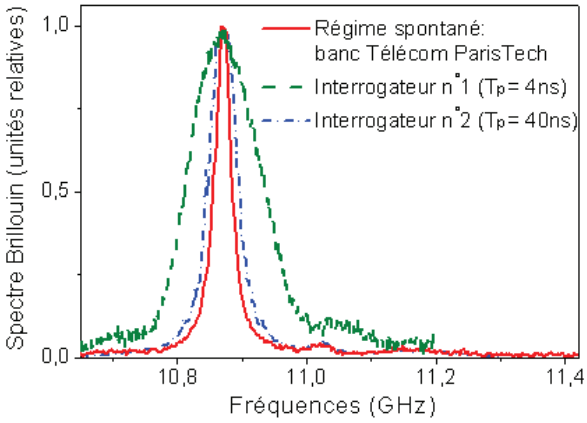

FIGURE C.2: Spectres Brillouin d'une SMF standard mesurés en régime Brillouin spontané et stimulé

des paramètres des ondes pompe et sonde sur le spectre Brillouin a été intensivement analysée par F. Ravet *et al.* [4] et M. Nikles *et al.* [5].

C.2 Performances des dispositifs de mesure

C.2.1 Résolution spatiale

On définit la résolution spatiale δz comme étant le plus petit écart de distance suffisant pour que l'interrogateur fournisse des mesures indépendantes de la grandeur à mesurer. Dans le cas des systèmes B-OTDA, elle est en général définie comme la demi-longueur de l'impulsion de pompe de durée T_p selon l'équation (C.1) :

$$\delta z = \frac{cT_p}{2n} \tag{C.1}$$

La résolution spatiale des systèmes B-OTDA ne peut donc pas en théorie atteindre des valeurs très inférieures à 1m, la durée de vie des phonons, responsable de la largeur du spectre Brillouin, étant de l'ordre de 10 ns. Pour augmenter la résolution spatiale des interrogateurs BOTDA, il faudrait injecter une impulsion pompe de durée très inférieure à la durée de vie des phonons, ce qui a pour effet de réduire le phénomène de DBS. L'optimisation récente des performances sur les systèmes commerciaux mis à notre disposition par des traitements numériques et des procédés de modulation d'intensité permet d'atteindre une résolution spatiale de 50cm pour l'interrogateur n°1 et de 10cm pour l'interrogateur n°2. En effet, la limite de 1m de résolution spatiale est repoussée en changeant l'impulsion de l'onde pompe, soit en lui ajoutant une composante continue, soit en changeant sa phase.

Les systèmes B-OTDR quant à eux, sont limités en résolution spatiale par la largeur spectrale de l'onde rétro-diffusée du fait de la conservation d'énergie. En effet, diminuer la largeur de l'impulsion de pompe T_p revient à augmenter la largeur spectrale dans le domaine fréquentiel, de l'onde rétro-diffusée et par la même occasion, cela revient à diminuer son amplitude. Pour les systèmes B-OTDR[6], la résolution spatiale est également liée au temps de vie des phonons

mais la résolution spatiale de ce type d'appareils est donc phénoménologiquement limitée à 1m. Les systèmes B-OTDR fonctionnant en réflectométrie, les modulations d'intensité ou encore les traitements numériques ne permettent pas d'améliorer cette résolution limite.

C.2.2 Portée

La portée des systèmes de mesure correspond à la distance maximale à laquelle une mesure est possible. Elle est limitée essentiellement par les pertes linéaires dans la fibre, en fonction du rapport signal sur bruit nécessaire pour l'analyse des signaux. La résolution spatiale et la portée des interrogateurs sont donc liées. La portée peut être améliorée par des dispositifs tels que l'amplification EDFA [1] après plusieurs dizaines de kilomètres ou l'amplification à effet Raman en ligne pour le B-OTDR. Cependant, plus la portée est élevée, moins bonne est la résolution spatiale de la mesure.

Un tableau récapitulatif des performances des deux appareils, selon la longueur de la fibre sous test, est présenté ci-dessous :

Table C.1: Tableau comparatif des performances en terme de résolution des deux interrogateurs BOTDA

Longueur	< 1km	< 20km	< 100km
δz interrogateur n°1	50cm	1m	-
δz interrogateur n°2	10cm	50cm	1m
δz B-OTDR	5m	5m	-

Bibliographie

[1] J.C. Beugnot. *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées.* PhD thesis, Institut FEMTO-ST, Département d'Optique P. M. Duffieux, 2007.

[2] M. Niklès, L. Thevenaz, and P.A. Robert. Simple distributed fiber sensor based on brillouin gain spectrum analysis. *Opt. Lett.*, 21(10) :758–760, 1996.

[3] DJ Webb X. Bao and DA Jackson. 32-km distributed temperature sensor based on brillouin loss in an optical fiber. *Opt. Lett.*, 18(18) :1561–1563, 1993.

[4] F. Ravet. *Performance of the Distributed Brillouin Sensor : Benefits and Penalties Due to Pump Depletion.* PhD thesis, University of Ottawa, 2007.

[5] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 15(10) :1842–1851, Oct. 1997.

[6] www.sensornet.co.uk.

1. Erbium Doped Fiber Amplifier

Annexe D

Influence de l'exposition aux rayonnements ionisants UV et Gamma sur la diffusion Brillouin

Comme nous l'avons présenté, les capteurs répartis reposant sur la rétro-diffusion Brillouin sont largement utilisés pour contrôler la déformation et la température de structures de génie civil diverses. Pour certaines applications comme la surveillance d'installations de stockage nucléaire, l'exposition aux rayonnements ionisants (rayons gamma, radiographies ou encore neutrons) influence la mesure exécutée par les capteurs à fibres optiques. Une thèse financée par l'Andra, portant sur les capteurs à fibres optiques Brillouin pour la surveillance de site de déchets radioactifs, est actuellement effectuée par Xavier Phéron au Laboratoire Hubert Curien à Saint-Etienne.

Dans le but de caractériser l'influence des expositions aux rayonnements GAMMA et UV sur le spectre Brillouin, une collaboration avec X. Phéron a été établie. L'étude a porté sur la caractérisation par modélisations et mesures expérimentales des spectres Brillouin de l'ensemble des échantillons de fibres optiques irradiés par rayonnements GAMMA et expositions UV.

La fibre optique étudiée est une fibre très fortement dopées au GeO_2 fabriquée par la société iXfiber. C type de fibre est connue pour sa photo sensibilité, ce qui la rend intéressante pour l'étude.

D.1 Conditions expérimentales

Un protocole a été défini afin de mettre en exergue uniquement l'effet des irradiations sur la diffusion Brillouin. Pour cela, durant la période d'expérimentation, les échantillons ont été laissés libres de toute variation de contraintes mécanique et thermique. Ainsi, dans ces conditions la variation de la fréquence Brillouin causée par la température et la déformation est stable, on peut alors étudier les écarts entre échantillons irradiés et échantillons sains.

Deux fibres optiques provenant de la même préforme et avec des conditions de tirage identiques ont été mises à notre disposition par iXFiber. La Figure D.1 présente les résultats des spectres Brillouin mesurés des deux fibres (appelées fibres A et B). Les mesures sont effectuées

sur le banc de mesure présenté au paragraphe (2.1.2). On observe un écart fréquentiel de près de 165MHz entre les pirc principaux (modes L_{01}) des spectres des deux fibres. Nous avons également identifié trois autres pics secondaires dans le spectre Brillouin de ces fibres correspondant aux modes acoustiques L_{02}, L_{03} et L_{04} (voir Figure D.2 en échelle logarithmique). Les deux pics situés aux environ de 10,6GHz et 10,85GHz ne sont pas liés à la fibre mais sont attribués aux pigtails connectés sur le banc de mesure. Pour les deux fibres, les écarts entre les pics secondaires et le pic principal ne sont pas constants et les décalages entre pics ne présentent aucune corrélation.

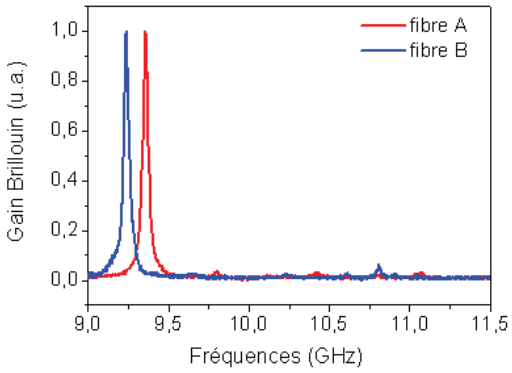

Figure D.1: Spectres Brillouin mesurés des fibres A et B

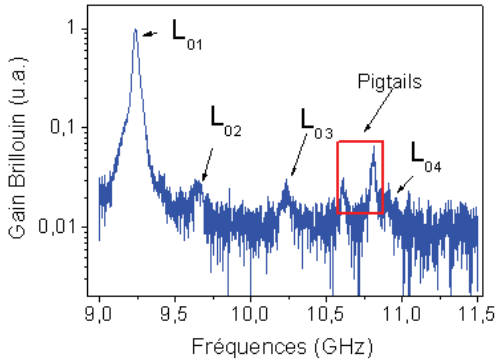

Figure D.2: Spectre Brillouin mesuré de la fibre B

Au regard des mesures effectuées sur les deux fibres optiques, nous pouvons constater que ces deux échantillons annoncés comme identiques présentent des caractéristiques Brillouin différentes. L'origine de cet écart peut être expliqué par des différences de paramètres de tirage des deux fibres.

Plusieurs échantillons de la fibre B sont irradiés par deux sources différentes :

- Une source UV aux différentes doses : 5, 15, 30, 60 et 100mW (les expositions ont été réalisées au Laboratoire Hubert Curien).

- Une source Gamma aux différentes doses : 3, 5 et 10MGy (les irradiations ont été réalisées à Mol en Belgique).

En parallèle, des calculs de spectres Brillouin sont réalisés sur la fibre B irradiée aux différentes doses GAMMA et UV. Les calculs ont été effectuées en utilisant le modèle FEM-2D présenté au chapitre 2, à l'aide des profils d'indice et de contraintes internes mesurés sur la section de la fibre de chaque échantillon.

On ne modélise pas ici l'influence des radiations, on modélise juste l'évolution du spectre Brillouin consécutif à des variations de profil de contraintes internes mesurées sur la fibre optique. Les mesures de contraintes sur les fibres sont réalisées par la société Interfiber Analysis [1] par l'intermédiaire d'iXfiber.

Les résultats de calculs sont fortement dépendants de la précision sur la mesure du profil d'indice et du profil de contrainte sur la fibre optique. Sur des fibres standard de type G.652, la précision de la mesure est d'environ 10^{-4} concernant le profil d'indice et de l'ordre de quelques MPa pour le profil de contrainte. Sur la fibre optique fortement dopée GeO_2 étudiée ici, la précision de la mesure est dégradée à $\sim 10^{-3}$ sur le profil d'indice et de près de 70MPa sur le profil de contrainte. La diminution de la précision de la mesure observée sur cette fibre optique est liée :

> à sa géométrie (diamètre de cœur inférieur à $3\mu m$ au lieu de $9\mu m$ pour les G.652),

> à la très grande différence d'indices entre le cœur et la gaine optique, conséquence du fort dopage en germanium dans le cœur de la fibre.

Les deux prochains paragraphes comparent les résultats obtenus par mesures expérimentales à ceux issus de la modélisation pour les différentes doses.

D.2 Fibres optiques irradiées par rayons GAMMA

L'évolution de la fréquence Brillouin associée à chaque pic de résonance, en fonction de la dose d'irradiation gamma est présentée à la Figure D.3. Même si les faibles intensités des pics secondaires les rendent inexploitables pour une utilisation capteur, ils permettent de comprendre un peu mieux les phénomènes physiques mis en jeu. Les fréquences sont déterminés par des fit lorentziens sur les spectres Brillouin mesurés. Le pic de résonance correspondant au mode acoustique L_{04} est particulièrement soumis au bruit de la mesure, au vu de la grande incertitude de la fréquence de ce pic, nous ne l'étudierons pas.

Les fréquences Brillouin des trois pics de résonance mesurées montrent une tendance à croître de façon non linéaire avec l'augmentation de la dose. On remarque que la variation fréquentielle n'est pas identique pour l'ensemble des pics à une dose donnée. Le pic principal est plus sensible à la dose (décalage jusqu'à 17MHz observé après une dose totale de 10MGy) que le troisième pic (5MHz après 10MGy).

Les simulations réalisées sur ces échantillons quant à elles montrent une diminution de la fréquence Brillouin du pic principal, en fonction de la dose d'irradiation GAMMA. La tendance du décalage de la fréquence Brillouin pour les 2eme et 3eme pics de résonance est la même que celle des résultats de mesures.

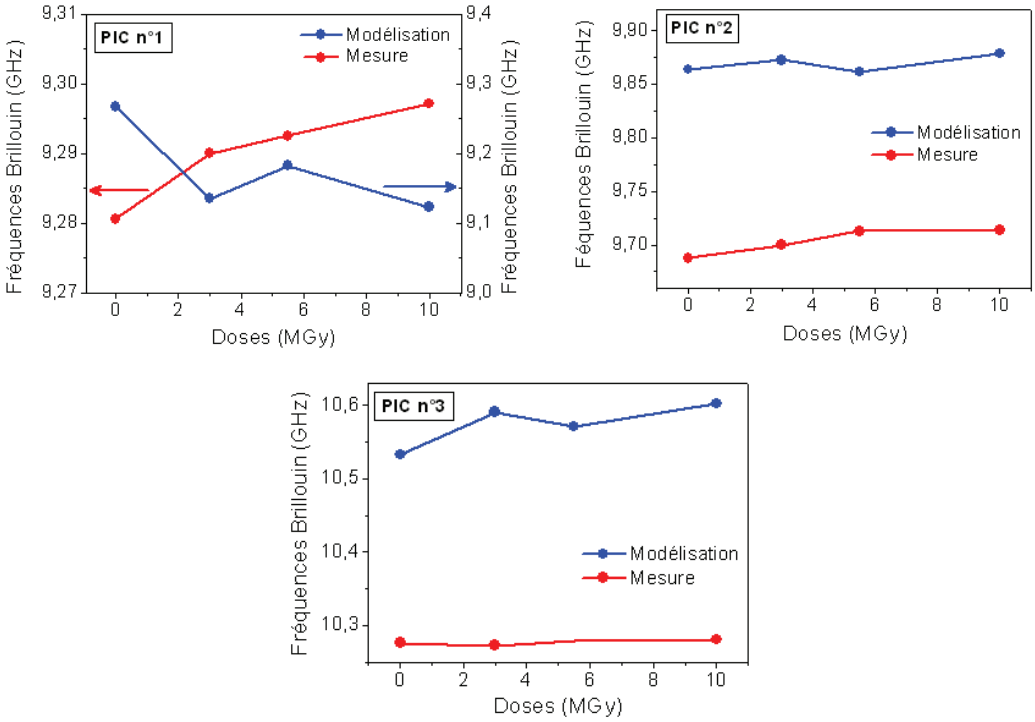

Figure D.3: Influence de l'irradiation GAMMA à différentes doses sur la position des pics de résonances du spectre Brillouin

D.3 Fibres optiques irradiées UV

Bien que la tendance de la variation de la fréquence Brillouin prédite par les calculs soit semblable aux mesures, une comparaison directe entre simulations et mesures expérimentales n'est pas possible à ce stade.

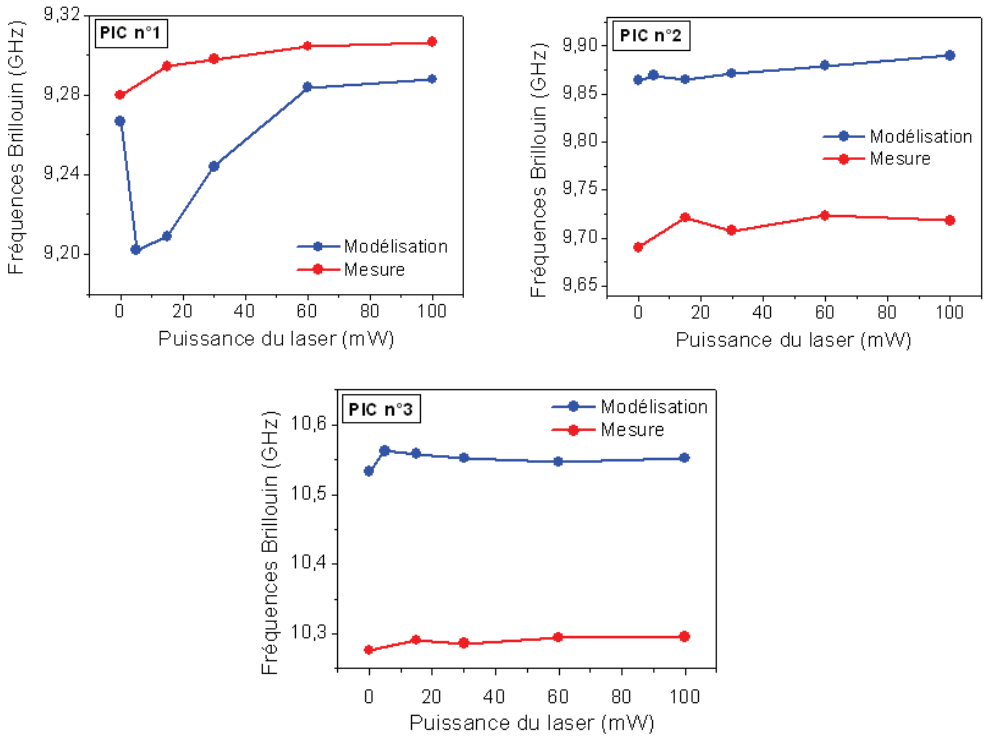

FIGURE D.4: Influence de l'irradiation UV à différentes doses sur la position des pics de résonances du spectre Brillouin

Cette collaboration aura permis d'éclaircir la méthodologie à appliquer dans le cadre d'analyses d'influence des radiations sur fibres optiques. Nous avons pu mettre en avant impact des radiations UV et GAMMA sur le spectre Brillouin d'une fibre optique photosensible. Cependant, notre modèle de simulation ne peut *a priori*, pas en rendre compte. Pour arriver à prendre en compte les radiations, il faudrait comprendre la nature intime des modifications apportées à la fibre. Ces travaux sont effectués par ailleurs dans la large communauté qui étudie l'influence des radiations sur les fibres optiques.

Bibliographie

[1] www.interfiberanalysis.com.

Annexe E

Perspectives : les capteurs à fibres de composition multimatériaux

Une proposition de solution pour séparer la température et la déformation avec une fibre unique, grâce à la rétro-diffusion Brillouin, serait d'impliquer deux modes acoustiques avec des propriétés différentes. Pour cela il est donc nécessaire que la fibre soit composée d'au moins deux matériaux aux propriétés mécaniques suffisamment différentes pour permettre d'avoir ces deux modes distincts.

Sur la base des travaux récents du laboratoire Xlim à Limoges sur les fibres multi verres, (c'est-à-dire dont le cœur est fait en un matériau différent de la silice habituellement utilisée), nous avons établit une collaboration dans le but d'analyser ce type de fibres. L'objectif de cette étude est de pouvoir identifier le matériau qui nous permettra d'avoir des modes acoustiques qui se comportent différemment avec la variation de température et de déformation.

E.1 Présentation et fabrication des fibres optiques multimatériaux

Les fibres optiques multimatériaux sont des fibres de structures diverses dont le cœur et la gaine sont composés de matériaux de nature différente optiquement et thermomécaniquement [1]. Les fibres multimatériaux ont été développées pour des applications dans le domaine de l'infrarouge. En effet, la silice présentant une très forte absorption à de telles longueurs d'ondes, il a fallu concevoir des fibres à base de verre optiques performants dans l'IR. Les fibres développées par le laboratoire Xlim sont constituées d'un cœur composé d'un verre optique spécifique et d'une gaine en silice. La différence d'indice entre le cœur et la gaine est donc beaucoup plus élevée que dans le cas de fibres optiques standard, ce qui augmente son potentiel à présenter des effets non linéaires [1].

Cependant d'un point de vue technologique, la confection de ce type de fibre est très complexe à cause des très fortes contraintes mécaniques qui apparaissent durant le refroidissement de la fibre, ce qui rend la fibre très fragile.

En ce qui concerne la fabrication des fibre multimatériaux, les procédés habituels ne sont pas adaptés. En effet, il n'existe pas de tubes ou de barreaux composés de ces verres spécifiques et de plus, les procédés standard sont limités à des $\Delta n \sim 40.10^{-3}$. Le procédé de fabrication

choisi par Xlim est un procédé où la fabrication des préformes est faite avec des matériaux sous forme de poudre de verres.

La fibre qui nous a été fournie par Xlim est une fibre dont la gaine est en silice et le cœur constitué d'un verre N-SF6 de Schott [1] à fort indice de réfraction (un écart d'indice de 0.35 avec la silice). Le verre N-SF6 est transparent du visible à l'IR proche et présente un fort indice non-linéaire ($2,2.10^{-19}m^2/W$ contre $2,5.10^{-20}m^2/W$ de la silice).

E.2 Premières modélisations du spectre et attentes

Grâce aux données fournies par Xlim sur la fibre mise à notre disposition, une première étape de modélisation a permis de se faire une idée des modes qui pourraient se propager dans la fibre. En effet, pour une fibre multimatériaux dont le cœur en N-SF6 est de rayon 4μm et la gaine en silice est de rayon 62μm, l'indice de réfraction du coeur est n_{coeur}=1.76 et la vitesse acoustique longitudinale $V_L$est estimée à V^L_{coeur} $\simeq$5800m/s sans prendre en compte les contraintes. Les courbes de dispersion optique et acoustique sont données respectivement à la figure E.1 et à la figure E.2 :

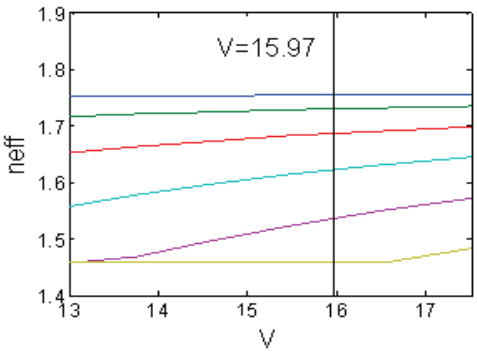

Figure E.1: Courbes de dispersion optique

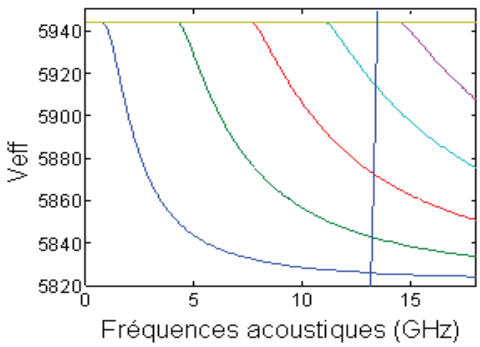

Figure E.2: Courbes de dispersion acoustique

où V est la fréquence normalisé définie par la relation :

$$V = \frac{2\pi a\sqrt{n^2_{coeur} - n^2_{gaine}}}{\lambda_0}$$

La ligne verticale présente à la figure E.2 représente la condition d'accord de phase entre l'onde optique et les ondes acoustiques. On peut alors prédire, dans le cas de l'approximation de guidage faible, que dans cette fibre, il y a 4 modes optiques et 4 modes acoustiques qui sont guidés dans le cœur. L'approximation de guidage faible peut être faite pour des fibres qui ont une ouverture numérique faible $ON = \left(\sqrt{n^2_{coeur} - n^2_{gaine}} << 1\right)$, ce qui n'est *a priori* pas le cas pour la fibre à notre disposition avec $ON \simeq 1$. Au final on ne peut qu'affirmer que la fibre mise à notre disposition est fortement multimode optique et multimode acoustique.

1. Verre optique du fabricant Schott constitué de silicate de Plomb

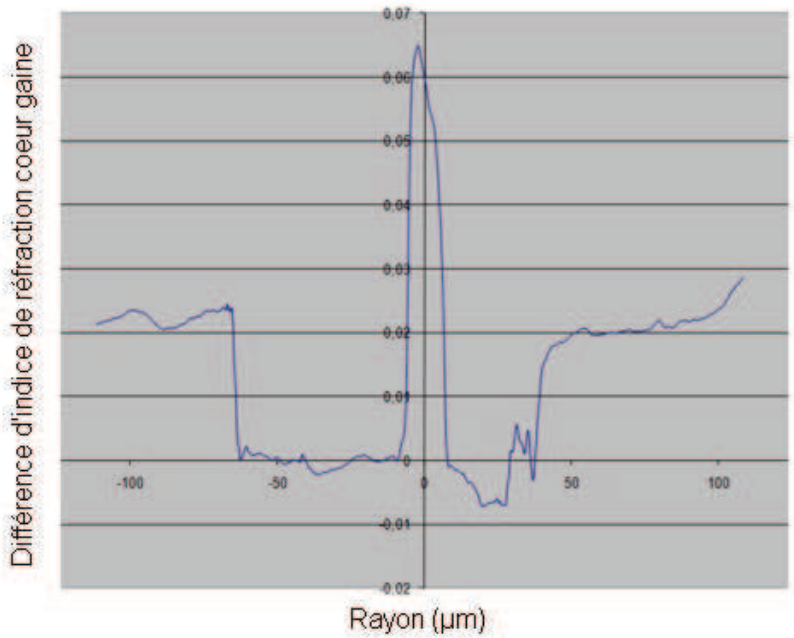

FIGURE E.3: Profil d'indice de réfraction mesuré sur une fibre bimatériaux

E.3 Problèmes : pertes liées au matériau et immaturité du procédé de fabrication

La très forte valeur attendue du Δn de la fibre s'est révélée plus faible d'un facteur 10 après sa fabrication (voir Figure E.3). L'écart observé est probablement dû à une forte température de tirage, très supérieure à la température de fusion du verre N-SF6. Néanmoins, on a un écart d'indice 7 fois plus élevé que dans une fibre classique G.652.

Par contre, les fibres multimatériaux ont pour le moment des pertes optiques considérables de l'ordre du dB/m dues à la fois aux propriétés du verre N-SF6 et également à la forte disparité des matériaux utilisés dans la gaine et dans le cœur (Cf. figure E.4). C'est pour cette raison que nous nous sommes focalisés dans un premier temps sur les réductions des pertes dues à la soudure sur un pigtail SMF, afin d'obtenir un spectre Brillouin avec une amplitude mesurable de manière à bien interpréter son comportement.

L'ampleur des pertes causées par les soudures, cumulées aux pertes intrinsèques à la fibre rendent actuellement difficiles la mesure d'un spectre Brillouin. De plus, le profil d'indice mesuré n'indique pas une symétrie de révolution (Cf. figure E.3), la mesure de l'indice de réfraction semble être donc être problématique.

Enfin, le caractère fortement multimode de la fibre ne facilite pas les couplages acousto-optiques. Finalement, nous n'avons pas eu la possibilité de mesurer le spectre Brillouin de cette fibre étant donné la sensibilité de notre banc de mesure (montage B-OTDR en laboratoire).

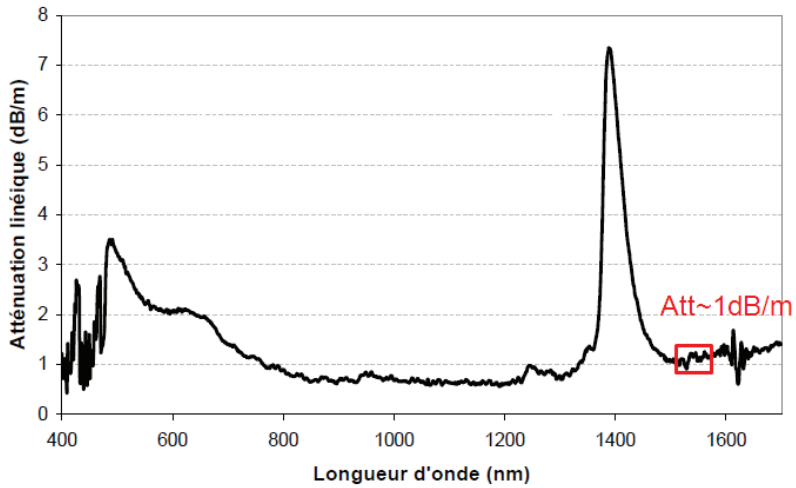

FIGURE E.4: Pertes linéiques intrinsèques d'une fibre bimatériaux

Des améliorations de procédés de fabrication et la fabrication de fibres monomodes multimatériaux restent encore à faire pour pouvoir utiliser les fibres multimatériaux pour la mesure simultanée de la température et de la déformation en utilisant l'effet Brillouin.

Bibliographie

[1] S. Leparmentier. *Développement et caractérisation de fibres optiques multimatériaux verre/silice ou verre/air/silice réalisées par un procédé basé sur l'utilisation de poudre de verres.* PhD thesis, Université de Limoges, 2010.

Liste des publications

Bibliographie

[1] Y. Sikali Mamdem, X. Phéron, F. Taillade, Y. Jaouën, R. Gabet, V. Lanticq, G. Moreau, A. Boukenter, and Y. Ouerdane. Prise en compte du profil de dopage pour l'analyse modale des spectres brillouin de fibres optiques monomodes. *Conférence JNOG 2010 : 29èmes Journées Nationales d'Optique Guidée*, Oct. 2010.

[2] Y. Sikali Mamdem, X. Pheron, F. Taillade, Y. Jaouën, R. Gabet, V. Lanticq, G. Moreau, A. Boukenter, Y. Ouerdane, S. Lesoille, and J. Bertrand. Two-dimensional fem analysis of brillouin gain spectra in acoustic guiding and antiguiding single mode optical fibers. *COMSOL Conference : session Acoustic II*, (5), Nov. 2010.

[3] Y. Sikali Mamdem, E. Burov, L.-A de Montmorillon, F. Taillade, Y. Jaouën, G. Moreau, and R. Gabet. Importance of residual stresses in the brillouin gain spectrum of single mode optical fibers. *in proceedings of ECOC Conference*, page paper We.10.P1.16, Sept. 2011.

[4] Y. Sikali Mamdem, E. Burov, L.-A de Montmorillon, F. Taillade, Y. Jaouën, G. Moreau, and R. Gabet. Importance of residual stresses in the brillouin gain spectrum of single mode optical fibers. *Opt. Express.*, 20(2) :1790–1797, Jan. 2012.

[5] Y. Jaouën, G. Canat, Y. Sikali Mamdem, R. Gabet, L. Lombard, and E. Burov. Sbs in specialty optical fibers :importance of material, structure and manufacturing parameters. *Invited paper in Proceedings of CLEO Conference*, 2012.

[6] Y. Sikali Mamdem, F. Taillade, Y. Jaouën, R. Gabet, G. Moreau, X. Phéron, and S. Delepine-Lesoille. Optical fiber properties influence on strain coefficient c_ε of brillouin frequency shift. *in proceedings of OFS-22 Conference*, Oct. 2012.

Table des Abréviations

OTDR Optical Time Domain Reflectometer
OFDR Optical Frequency Domain Reflectometer
B-OTDR Brillouin Optical Time Domain Reflectometer
B-OTDA Brillouin Optical Time Domain Analyser
DBS Diffusion Brillouin Stimulée
PT100 Sonde de température RTD en platine avec une résistance de 100 Ω à 0 °C
CV Capteur à corde vibrante
LVDT Linear Variable Differential Transformer
CFO Capteur à fibre optique
SMF Single Mode Fiber
SMF28ULL Single Mode Fiber Ultra Low Losses
PCF Photonic Crystal Fiber
LEAF Large Effective Area Fiber
DSF Dispersion Shifted Fiber
CMS Cladding Mode Shifted
BI-SMF Bend Insensitive Single Mode Fiber
DSTS Distributed Strain and Temperature Sensors
LASER Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
DFB Distributed FeedBack
FEM-2D 2D-Finite Element Method
ITU International Telecommunication Union
FTTH Fiber To The Home

Liste des symboles

$[C]$	Matrice de rigidité du matériau
β_{acoust}	Constante de propagation d'onde acoustique
Γ_B	Coefficient d'atténuation des ondes acoustiques
λ	1er coefficient de Lamé
μ	2eme coefficient de Lamé
ν_B	Fréquence de décalage Brillouin
ω_0	Pulsation d'onde optique
ω_a	Pulsation d'onde acoustique
$\overrightarrow{E}$	Vecteur champ électrique
$\overrightarrow{H}$	Vecteur champ magnétique
$\overrightarrow{k_0}$	Vecteur d'onde optique
$\overrightarrow{q}$	Vecteur d'onde acoustique
$\overrightarrow{u}$	Vecteur déplacement des ondes acoustiques
ρ	Densité volumique
σ	Contrainte mécanique
ε	Déformation (ou étirement, élongation
ε_0	Permittivité diélectrique du vide
ξ	Module d'Young
A_{eff}	Aire effective optique d'une fibre optique monomode
B	Biréfringence
c	Vitesse de la lumière dans le vide
C_2	Coefficient de photo-élasticité
C_X	Coefficient de dépendance linéaire de la fréquence Brillouin avec la mesurande X
$E(r)$	Profil radial d'enveloppe optique
g_B	Gain Brillouin

I_n, K_n	Fonctions de Bessel de deuxième espèce d'ordre n
I_m^{ao}	Intégrale de recouvrement acousto-optique
J_n, Y_n	Fonctions de Bessel de première espèce d'ordre n
K_L	Coefficient acousto-élastique longitudinal
K_T	Coefficient acousto-élastique transverse
l, m, p	Coefficients de Murnaghan
L_{eff}	Longueur effective d'une fibre optique monomode
M_D	Masse molaire du dopant D
n	Indice optique
n_{eff}	Indice effectif optique
r	Paramètre radial en coordonnées cylindriques
$S(\nu)$	Spectre de gain Brillouin
T	Température
$u(X)$	Incertitude sur le mesurande X
u_m	Profil transverse du m$_{ième}$ mode acoustique
V_a	Vitesse des ondes acoustiques dans un milieu
V_L	Vitesse de dilatation/compression des ondes acoustiques
V_T	Vitesse de cisaillement des ondes acoustiques
$V_{L_m}^{eff}$	Vitesse acoustique longitudinale effective du m^{ième} mode acoustique
vol_D	Fraction de volume du dopant D
x, y, z	Coordonnées cartésiennes