

LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS LES FIBRES OPTIQUES: ÉTUDE ET APPLICATION AUX CAPTEURS DISTRIBUÉS

THÈSE N° 1674 (1997)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT D'ÉLECTRICITÉ

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Marc NIKLÈS

Ingénieur en microtechnique diplômé EPF
originaire de Worben (BE)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. Ph. Robert, directeur de thèse
Prof. B. Culshaw, corapporteur
Prof. N. Gisin, corapporteur
Prof. P. Jacquot, corapporteur
Dr L. Thévenaz, corapporteur

Lausanne, EPFL
1997

"La véritable science enseigne, par-dessus tout, à douter et à être ignorant."

Miguel de Unamuno
Le sens tragique de la vie

A mes parents

Version abrégée

Parmi tous les effets non-linéaires inhérents à la propagation de la lumière dans les fibres optiques unimodales, la diffusion Brillouin stimulée (DBS) revêt une importance particulière dans la mesure où ses implications pratiques sont multiples. La DBS se manifeste par la génération d'une onde optique rétrodiffusée, appelée onde Stokes, suite à l'interaction entre la lumière et les ondes acoustiques présentes dans le milieu diffusant. A partir d'un certain niveau d'intensité lumineuse, toute la puissance supplémentaire injectée est transférée dans l'onde Stokes. La DBS apparaît, de ce fait, comme une limitation majeure pour les télécommunications à fibres optiques, dans le sens où elle limite la puissance maximale que peut transmettre une fibre optique. Lors de sa génération, l'onde Stokes subit un décalage de fréquence, appelé par extension décalage Brillouin, qui est directement proportionnel à la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le milieu diffusant. Le décalage Brillouin dépend en outre des propriétés optiques de la fibre et de la lumière incidente et, s'élève à environ 13 GHz dans les fibres optiques à base de silice et à une longueur d'onde de 1.3 μm . Il présente, par ailleurs, une grande sensibilité, à tous les effets modifiant la vitesse acoustique, en particulier aux variations de température et aux contraintes appliquées à la fibre. Les caractéristiques spectrales de la lumière diffusée véhiculent ainsi des informations sur les grandeurs ambiantes, telles que température et présence de contraintes. Cette propriété confère à la DBS une potentialité élevée pour la réalisation de capteurs à fibres optiques.

Dans le cadre de ce travail de thèse, une nouvelle méthode de mesure de la DBS dans les fibres optiques a été développée. Basée sur la technique utilisant deux ondes optiques se propageant dans des directions opposées dans la fibre, soit les signaux de pompe et de test, la configuration expérimentale issue de ce travail présente l'originalité de ne nécessiter qu'une seule source laser et d'utiliser un modulateur électro-optique pour synthétiser le signal de test par modulation. La stabilité intrinsèquement élevée du montage optique lui confère une précision inatteignable avec les techniques traditionnelles à deux sources, et a permis de réaliser des mesures comparatives de qualité sur différentes fibres optiques. L'influence de la concentration de dopants présents dans le coeur de la fibre a pu être évaluée et, en particulier, la diminution du décalage Brillouin, associée à la réduction de la vitesse acoustique suite à l'introduction de dopants dans la silice a pu être quantifiée. Les effets de température et de contraintes sur les caractéristiques spectrales de la DBS ont également pu être calibrés. Une modélisation des effets de

polarisation sur l'efficacité de l'interaction a permis d'expliquer le comportement particulier des fibres à faible biréfringence, et ensuite, d'établir une procédure de mesure pour déterminer la valeur du gain Brillouin indépendamment de la biréfringence de la fibre.

La deuxième volet de la présente thèse traite de la réalisation d'un capteur distribué de température et de contrainte à fibre optique utilisant la diffusion Brillouin stimulée. La détermination du décalage Brillouin ponctuel permet, en effet, d'accéder à la température et à l'état de contrainte de chaque section de fibre. La combinaison laser-modulateur électro-optique a été à nouveau avantageusement mise à profit pour réaliser un montage susceptible d'évaluer la modification des caractéristiques spectrales de la DBS le long d'une fibre optique. Le modulateur électro-optique est cette fois utilisé non seulement pour générer le signal de test, mais également pour effectuer un codage temporel qui permet de localiser la zone d'interaction dans la fibre de mesure. La distribution de température ou des contraintes peut ainsi être déterminée sur toute la longueur de la fibre. Les performances du capteur réalisé sont les suivantes: une résolution spatiale inférieure à 10 mètres sur une dizaine de kilomètres, et une résolution dans la détermination du décalage Brillouin de 1 MHz, qui équivaut à une sensibilité de $\pm 1^\circ\text{C}$ en température, ou 2×10^{-5} en allongement. La portée du capteur peut être augmentée, jusqu'à une trentaine de kilomètres, au détriment de la résolution spatiale. Les performances ultimes des capteurs distribués à effet Brillouin ont été également évaluées en termes de résolution spatiale et de portée. Il en ressort que les capteurs distribués à effet Brillouin sont destinés à fonctionner sur des distances importantes, jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres, tout en restant limités à une résolution spatiale de l'ordre du mètre. Finalement, deux exemples d'applications pratiques sont passées en revue: la mesure de la présence de contraintes dans les liaisons à fibres optiques destinées aux télécommunications et, la surveillance du comportement thermique des câbles de distribution d'énergie électrique. Ce capteur a permis les premières mesures de ce type sur des installations en service.

Abstract

Among all non-linear optical effects observed in single-mode optical fibres, stimulated Brillouin scattering (SBS) is of particular importance since it has numerous practical implications. SBS occurs when laser waves are scattered through the interaction of light with hypersonic acoustic waves in the medium. It manifests through the generation of a backscattered Stokes wave that carries most of the input optical power once a definite intensity level is reached within the fibre core. It limits the maximum optical power that can be transmitted through an optical fibre and therefore can cause a severe penalty for fibre optics telecommunications. The backscattered Stokes wave is down shifted in frequency with respect to the incident lightwave frequency. This frequency shift – often called the Brillouin frequency shift – depends on the fibre parameters and on the wavelength of the incident light. It is directly proportional to the acoustic velocity and ranges from 12 to 13 GHz for silica fibres at a 1.3 μm wavelength. The Brillouin frequency shift is also very sensitive to environmental quantities changing the acoustic velocity such as temperature and strain. This feature makes SBS very interesting for temperature and strain monitoring in optical fibres and has been used in the design of fibre optics sensors.

In the present work, a novel method to measure SBS characteristics in single-mode optical fibres has been developed. It is based on the so-called pump and probe technique using two counterpropagating optical waves within the test fibre. It basically presents the originality to require only one laser source and relies on an electro-optic modulator to generate the probe signal by microwave modulation of the pump light. The inherent high stability of the experimental set-up has made possible the characterisation of different fibres in terms of SBS parameters with a higher accuracy than the traditional two lasers set-up. The influence of dopant concentration in silica fibres on the SBS properties has been fully characterised. Furthermore it has been determined that the presence of core dopants decreases the acoustic velocity resulting in a smaller Brillouin frequency shift. The temperature and strain effects on the SBS characteristics have been extensively investigated. The problem of the evolution of the polarisation of the interacting lightwaves has been studied and a model clarified the so far unexplained behaviour in low birefringence fibres. A new measurement procedure has been defined to achieve polarisation-independent Brillouin gain determination.

The second facet of the present thesis deals with the concept of distributed fibre optics sensors based on SBS. The determination of the Brillouin frequency shift gives access to the temperature or strain experienced by the fibre, while a modified OTDR technique provides the information on the position. Here again the use of a single laser source together with an electro-optic modulator brings several advantages. Besides the convenient flexibility in the generation of the probe signal, it makes possible to pulse the optical signals to localise the interaction within the test fibre. The overall temperature or strain distribution of the test fibre can be carried out by measuring the Brillouin frequency shift at any locations throughout the test fibre. A sensor has been experimentally achieved and its performances can be summarised as follow: spatial resolution less than 10 meters over more than 10 kilometres, with a resolution on the Brillouin frequency determination of 1 MHz, that corresponds to a $\pm 1^\circ\text{C}$ temperature resolution or to a 2×10^{-5} strain resolution. The dynamic range can be increased up to 30 kilometres to the detriment of the spatial resolution. The ultimate performances of the SBS distributed fibre optics sensors have been investigated in terms of spatial resolution and dynamic range. It turns out that these sensors are eventually dedicated to distributed measurements over several tens of kilometres with a spatial resolution limited to the meter range. Finally two practical applications of such sensors are described: the measurement of the strain distribution in installed fibre optics cables for telecommunications and the temperature monitoring of electrical energy distribution cables. On site measurements using a Brillouin sensor have been performed for the first time thanks to the high stability and reliability of the sensor.

Avant-propos

La pauvre mouche cherchait en vain à s'enfuir. Elle se cognait sans cesse contre les parois du bocal dans lequel elle était enfermée. J'avais sept ans et je vivais mes premiers contacts avec l'optique. A l'aide d'une loupe « empruntée » au matériel de bureau de mon père, j'affolais une grosse mouche en focalisant les rayons du soleil sur son abdomen. Grâce à cette expérience un peu cruelle, je réalisais que l'on pouvait jouer avec la lumière, et depuis, je n'ai cessé d'essayer de la domestiquer.

Une vingtaine d'années plus tard, c'est avec enthousiasme que je pose ma candidature pour le poste d'assistant au Laboratoire de Métrologie de l'EPFL. Pendant deux ans, je découvre l'optique guidée grâce à un projet qui consiste à évaluer les caractéristiques des nouveaux éléments d'optique intégrés et leurs applications au traitement de l'information. C'est au cours de ce projet que j'ai tout le loisir de me familiariser avec les techniques de mesure propres à l'optique en général, et de mesurer tout le potentiel que représentent ces nouveaux outils, que sont les modulateurs électro-optiques intégrés. Soucieux d'élargir le domaine d'activité du Laboratoire de Métrologie, Luc Thévenaz, alors premier assistant, propose d'étendre les recherches en cours sur les capteurs à fibre optique, aux capteurs distribués à effet Brillouin. Il me suggère de relever le défi et de me lancer dans un travail de doctorat sur la diffusion Brillouin dans les fibres optiques. C'est ainsi que je me suis attaché, pendant presque cinq ans, à démystifier les liens qui existent entre son et lumière au coeur des fibres optiques.

Je conserverai toujours une grande admiration pour ces physiciens théoriciens du début du siècle, tel Léon Brillouin, qui ont découvert de nouveaux phénomènes, jusque là insoupçonnés, à la suite de déductions mathématiques, bien avant que ceux-ci ne soient mis en évidence par l'expérience. Dans ma démarche intellectuelle, l'expérience précède toujours la modélisation mathématique. C'est pourquoi, même si une modélisation théorique de la diffusion Brillouin est nécessaire à la compréhension du phénomène et figure dans la première partie du présent mémoire, le contexte de ce travail de thèse a été volontairement axé sur le côté expérimental. Dès lors, la réalisation pratique d'un capteur distribué de contraintes et de température a été, à mes yeux, une valorisation importante du travail plus fondamental effectué auparavant.

J'ai eu la chance de pouvoir travailler sur un sujet de thèse dans un domaine en pleine effervescence, passionnant de bout en bout, à tel point que j'ai eu quelques peines à m'extraire du développement du capteur pour rédiger le présent mémoire. Je tiens cordialement à remercier Monsieur le Professeur Philippe Robert de m'avoir accordé sa confiance et donné l'occasion de réaliser ce travail dans de si bonnes conditions. Toute ma gratitude et mon amitié vont également à Luc Thévenaz, pour m'avoir fait bénéficier de tout son savoir scientifique, pour sa disponibilité et la qualité de ses conseils. Sans lui cette thèse n'aurait simplement pas existé. Par ailleurs, je tiens à exprimer toute ma sympathie à tous les membres du Laboratoire de Métrologie, pour leur aide et leurs encouragements permanents.

Mes sincères remerciements vont à Messieurs les Professeurs N. Gisin de l'Université de Genève, P. Jacquot de l'EPFL et B. Culshaw de l'Université de Strathclyde à Glasgow, pour avoir porté de l'intérêt à ce mémoire et accepté de le juger.

J'aimerais témoigner ici tout spécialement ma reconnaissance à l'entreprise Swiss Telecom PTT, pour avoir été les premiers à croire à l'avenir d'un capteur distribué de contraintes, et en avoir financé une partie du développement. J'aimerais remercier en particulier Heinz Gilgen et Thomas Staub, qui ont participé à la mise en route de ce projet et avec qui j'ai eu de multiples discussions fructueuses. Ma reconnaissance va également à Pascal Salina, qui a supervisé et continue à superviser les campagnes de mesures sur sites.

Je tiens, par ailleurs, à exprimer ma gratitude à la fondation PSEL, qui a participé au financement du projet de mesure distribuée de température. Je suis heureux de mentionner ici l'excellente collaboration qui a régné entre Alcatel Cables Suisse S.A. (anciennement Cortailod Cossonay Cables S.A.), les Entreprises Electriques Fribourgeoises et le Laboratoire de Métrologie, tout au long de ce projet. Cette parfaite entente n'aurait pas été possible sans les efforts de Boris Dardel d'Alcatel Cables Suisse S.A.

Finalement, le présent travail ne serait que l'ombre de ce qu'il est sans la contribution des personnes suivantes:

- Alain Kueng, qui a été mon compagnon de recherche sur la diffusion Brillouin et avec qui j'ai eu beaucoup de discussions très enrichissantes.
- Christophe Gabioud, pour avoir développé une partie du logiciel de commande du capteur et participé activement aux multiples campagnes de mesures.

- Massimo Facchini et Alexandre Fellay, pour continuer à améliorer sans cesse les performances du capteur distribué à effet Brillouin.
- Pascal Morel, pour avoir mis ses talents de microtechnicien au service de la conception du prototype de mesure sur site.
- Pierre-Yves Fonjallaz et Hans Limberger de l'IOA, pour avoir accepté de fabriquer l'interféromètre Fabry-Perot utilisant des réseaux de Bragg imprimés dans la fibre.
- François Cochet de Cabloptic S.A., pour avoir gracieusement fourni une partie des échantillons de fibres testées et pour les précieux éclaircissements qu'il a apportés tout au long de ce travail.
- Eric Picholle, dont la thèse de doctorat a été pour moi une source d'inspiration pour rédiger les chapitres d'introduction et de théorie.
- Jean « Fredo » Gramiger, pour la « montagne » de renseignements sur les mystères de l'électronique. Il connaît la musique...
- Mon frère Bertrand et son amie Odile, pour avoir eu la patience de relire attentivement le manuscrit et proposer une foule de commentaires sur le style et la forme.

Enfin je voudrais encore exprimer ma reconnaissance à tous les amis qui, de près ou de loin, m'ont soutenu moralement pendant toute la durée de ce travail de thèse. Je ne pourrais les citer tous, aussi j'espère qu'ils se reconnaîtront et trouveront ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je ne saurais conclure cette liste sans remercier encore mes parents pour avoir été les premiers à m'encourager à entreprendre ce travail de thèse et m'avoir chaleureusement soutenu tout au long de ces années. Finalement, je tiens encore à témoigner toute ma reconnaissance à mon amie Nathalie, dont la patience fut sans borne. Merci de m'avoir apporté le soutien nécessaire et la force de terminer la rédaction du présent mémoire.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 1 |
| I. La diffusion Brillouin et les principaux processus de diffusion de la lumière | 7 |
| <i>1.1. Les origines de la diffusion</i> | 7 |
| 1.1.1. Diffusion en régime spontané et stimulé | 8 |
| <i>1.2. Les différents types de diffusion</i> | 8 |
| 1.2.1. Diffusions élastiques et inélastiques de lumière | 8 |
| 1.2.2. Les fluctuations des propriétés optiques et la diffusion | 10 |
| <i>1.3. Approche thermodynamique de la diffusion scalaire</i> | 11 |
| 1.3.1. La diffusion scalaire dans les fibres optiques | 11 |
| 1.3.2. Ondes acoustiques et diffusion Brillouin | 13 |
| 1.3.3. Ondes Stokes et anti-Stokes | 16 |
| 1.3.4. Largeur de raie Brillouin et amortissement acoustique | 19 |
| 1.3.5. Grandeurs importantes | 20 |
| II. La diffusion Brillouin en régime stimulé dans les fibres optiques | 21 |
| <i>II.1. L'électrostriction</i> | 21 |
| <i>II.2. Diffusion Brillouin stimulée par électrostriction</i> | 23 |
| 11.2.1. Générateur Brillouin et amplificateur Brillouin | 23 |
| 11.2.2. Stimulation de la diffusion Brillouin | 23 |
| <i>II.3. Théorie classique de la diffusion Brillouin stimulée</i> | 25 |
| 11.3.1. Equations de base de la diffusion stimulée | 26 |
| 11.3.2. Gain Brillouin et modèle cohérent | 30 |
| 11.3.3. Puissance de seuil | 32 |
| 11.3.4. Longueur et surface effective d'une fibre | 33 |
| 11.3.5. Diffusion anti-Stokes stimulée | 35 |
| <i>II.4. Observation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques</i> | 37 |
| 11.4.1. Mesure de la puissance de seuil | 37 |
| 11.4.2. Spectre de l'onde Stokes en régime stimulé | 38 |

| | |
|---|-----------|
| III. Etude expérimentale de la courbe de gain Brillouin dans les fibres optiques... | 41 |
| III.1. Les techniques de mesure de la courbe de gain Brillouin..... | 41 |
| III.2. Les modulateurs électro-optiques en LiNbO₃ | 43 |
| III.2.1. L'effet électro-optique, cas du LiNbO ₃ | 43 |
| III.2.2. Les modulateurs intégrés de phase et d'intensité | 45 |
| III.2.3. La bande passante des modulateurs électro-optiques..... | 47 |
| III.3. Utilisation d'un modulateur électro-optique pour la génération du signal de test..... | 49 |
| III.4. Montage expérimental..... | 50 |
| III.4.1. Utilisation d'une seule source laser..... | 50 |
| III.4.2. Interaction entre signaux de test et de pompe..... | 52 |
| III.4.3. Grandeurs importantes et conditions expérimentales | 55 |
| III.4.4. Performances du système de mesure..... | 56 |
| IV. Le gain Brillouin et la polarisation dans les fibres optiques | 59 |
| IV.1. Milieux anisotropes et états de polarisation | 60 |
| IV.1.1. Biréfringence et dispersion de polarisation | 60 |
| IV.1.2. Etats de polarisation | 61 |
| IV.1.3. Interférence de deux ondes..... | 61 |
| IV.1.4. Etats de polarisation et directions de propagation..... | 62 |
| IV.2. Dépendance envers la polarisation de la DBS..... | 67 |
| IV.2.1. Interférence de deux ondes et sens de propagation | 67 |
| IV.2.2. Etats de polarisation alignés et croisés..... | 68 |
| IV.2.3. Stimulation de la diffusion Brillouin par électrostriction | 69 |
| IV.2.4. Gain Brillouin et dispersion de polarisation..... | 72 |
| IV.3. Mesure du coefficient de gain Brillouin..... | 74 |
| V. Les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin..... | 79 |
| V.1. Les fibres optiques et leurs caractéristiques..... | 79 |
| V.1.1. L'atténuation..... | 80 |
| V.1.2. Dispersion chromatique | 82 |
| V.1.3. Les principaux profils d'indice..... | 84 |
| V.1.4. La biréfringence modale..... | 86 |
| V.1.5. Les procédés de fabrication des fibres optiques..... | 87 |

| | |
|--|------------|
| V.2. Gain Brillouin et surface effective | 89 |
| V.2.1. Définition de la surface effective pour la DBS..... | 89 |
| V.2.2. Mesure de la taille du mode..... | 91 |
| V.2.3. Mesure de la taille du mode..... | 94 |
| V.3. Caractéristiques de la CGB de différentes fibres optiques | 96 |
| V.3.1. Les différentes fibres testées..... | 96 |
| V.3.2. Les paramètres de la CGB en fonction des caractéristiques constitutives des fibres testées..... | 99 |
| V.4. Influence des contraintes sur la CGB | 110 |
| V.4.1. Dispositif expérimental..... | 110 |
| V.4.2. Effet de l'allongement de la fibre sur sa CGB..... | 110 |
| V.4.3. Evaluation théorique de l'effet des contraintes | 112 |
| V.5. Influence de la température sur la CGB..... | 114 |
| V.5.1. Détermination expérimentale des effets de la température | 114 |
| V.5.2. Evaluation de l'influence de la gaine | 117 |
| VI. Capteurs distribués à effet Brillouin..... | 121 |
| VI.1. Principe de fonctionnement d'un capteur distribué à effet Brillouin..... | 121 |
| VI.2. Les bases du développement du capteur distribué | 124 |
| VI.2.1. Utilisation d'une seule source laser..... | 124 |
| VI.2.2. Configuration du capteur..... | 124 |
| VI.3. Système I: utilisation d'impulsions optiques..... | 125 |
| VI.3.1. Génération des impulsions optiques de test et de pompe | 125 |
| VI.3.2. Mesurer la CGB localement dans une fibre..... | 127 |
| VI.3.3. Le système de d'acquisition..... | 128 |
| VI.3.4. La résolution spatiale | 128 |
| VI.3.5. Filtrage de la bande latérale supérieure | 131 |
| VI.3.6. Exemple de mesure..... | 137 |
| VI.3.7. Discussion des performances du système I..... | 138 |
| VI.4. Système II: signal de test émis en continu: | 141 |
| VI.4.1. Enregistrement du signal de test en fonction du temps | 141 |
| VI.4.2. Mesure du profil de gain Brillouin d'une fibre optique..... | 142 |
| VI.4.3. Résolution spatiale et portée du capteur..... | 143 |
| VI.4.4. Exemple de mesure:..... | 145 |
| VI.5. Les limites fondamentales des capteurs à effet Brillouin | 148 |

| | |
|--|------------|
| VI.5.1. Gain Brillouin et biréfringence des fibres..... | 148 |
| VI.5.2. Résolution spatiale ultime..... | 150 |
| VI.6. Système de mesure transportable..... | 153 |
| VI.7. Exemples d'applications du système de mesures distribuées à effet Brillouin..... | 155 |
| VI.7.1. Identification de la présence de contrainte dans les lignes de télécommunications à fibres optiques..... | 155 |
| VI.7.2. Thermométrie distribuée à effet Brillouin..... | 159 |
| VI.7.3. Mesure de l'échauffement local des câbles de distribution d'énergie..... | 161 |
| Conclusions..... | 165 |
| Annexes..... | 171 |
| Curriculum vitae..... | 181 |
| Publications..... | 183 |

Introduction

En 1920 à Paris, Léon Brillouin présente son travail de thèse dans lequel il expose une théorie nouvelle sur la diffusion de la lumière et des rayons X par un corps solide transparent [1]. Il y décrit pour la première fois l'influence de l'agitation thermique, et arrive à la conclusion que la diffusion de lumière peut s'accompagner d'un changement de fréquence. Il est intéressant de noter que selon certaines sources, principalement soviétiques, ce serait L. Mandel'Shtam qui aurait le premier décrit théoriquement ce phénomène en étudiant le problème de la diffusion de lumière par les fluctuations adiabatiques du milieu, en 1918 déjà. Cependant, les travaux de Mandel'Shtam n'ont été publiés qu'en 1926, après la parution de ceux de Brillouin. C'est de ce fait le nom de Brillouin plutôt que celui de Mandel'Shtam qui, par la suite, a été utilisé pour désigner le phénomène de la diffusion de lumière par des ondes acoustiques, même si les publications soviétiques associent souvent les deux noms. La découverte de ce nouveau concept fut tout d'abord accueillie avec un certain scepticisme par la communauté scientifique de l'époque; tout changement de fréquence optique était inévitablement attribué à un phénomène de fluorescence. Il fallut attendre les travaux de Raman sur la diffusion de lumière dans les liquides pour que la notion de diffusion inélastique de lumière soit finalement acceptée.

Les premières applications pratiques des travaux de Brillouin et Mandel'Shtam se sont tout d'abord limitées à des analyses des propriétés acoustiques des matériaux. D'autres études ont, par la suite, débouché sur une nouvelle branche de la spectroscopie qui, à l'heure actuelle, est toujours largement utilisée. C'est l'apparition des lasers, dans les années 1960, qui a véritablement catalysé le développement de ces techniques. D'une manière générale, les lasers ont apporté une dimension nouvelle au monde de l'optique et ont marqué le début de l'optique moderne. Ils ont permis une foule de découvertes autant fondamentales que technologiques. Dès cette époque, on imagina d'utiliser la diffusion Brillouin pour l'amplification cohérente d'ondes hypersonores, et réaliser ainsi l'équivalent acoustique du laser. Bien que ces essais se soient soldés par des échecs, ils permirent de découvrir, et de mettre en évidence expérimentalement, un nouvel aspect de la diffusion Brillouin: son caractère *stimulé*. Il n'est par conséquent pas surprenant de retrouver au centre de ces études le même C.H. Townes, célèbre pour ces travaux sur l'émission stimulée de lumière [2].

La grande percée de la technologie des fibres optiques au début des années 1970 a révolutionné l'optique moderne, et a permis de produire des fibres

Introduction

unimodales très transparentes (l'atténuation des fibres unimodales, qui était jusque là supérieure à 1000 dB/km, a pu être réduite, dans un premier temps, à 20 dB/km, puis progressivement jusqu'à 0.2 dB/km). Les « Bell Laboratories » ont été les premiers à disposer de fibres unimodales performantes. Ainsi, entre 1972 et 1973, Stolen *et al.* mettaient en évidence les phénomènes de diffusion stimulée Brillouin tout d'abord, puis Raman [3] [4]. On s'est très vite rendu compte que la grande longueur d'interaction, que constituait une fibre optique, représentait un terrain propice pour l'apparition d'effets non-linéaires même à de très faibles niveaux de puissance optique. L'*optique non-linéaire guidée* était née. Il faut noter, par ailleurs, que la diffusion de lumière par effet Brillouin dans les fibres optiques a tout de suite comporté une connotation négative, surtout dans le domaine des télécommunications à fibre optique où la diffusion Brillouin stimulée a immédiatement été pressentie comme un effet extrêmement nuisible, dans le sens où elle limite inévitablement la puissance que l'on peut transmettre au travers d'une fibre optique.

Dans les années 1970, l'apparition de fibres optiques performantes a entraîné un engouement général pour les capteurs à fibres. Dès lors, le recours aux fibres optiques a immédiatement été suggéré pour une foule d'applications. Des capteurs de pression, de température, de courants électriques, etc. ont ainsi trouvé très vite une configuration « à fibre optique ». Cependant, parmi tous les développements réalisés pendant les vingt années qui suivirent, seule une minorité a connu un véritable succès industriel, et bon nombre sont restés de simples curiosités académiques. L'intérêt pour les capteurs à fibres optiques a, de ce fait, sensiblement diminué dans le courant des années 1980. Il existe, néanmoins, une famille de capteurs à fibre optique, qui a échappé à ce désintérêt progressif, et qui motive encore à l'heure actuelle de nombreuses recherches: les *capteurs distribués à fibre optique*. L'explication de cet intérêt croissant est double: d'une part la formidable explosion qu'a connue le développement des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres et, la possibilité de recourir à des effets non-linéaires et plus précisément aux diffusions stimulées Brillouin et Raman.

La modification des caractéristiques de la diffusion Brillouin stimulée (DBS), lors de variations de température ou l'application de contraintes à la fibre optique, a alors amené quelques chercheurs à penser que cet effet non-linéaire, intrinsèque à la fibre, pourrait être utilisé dans la conception de capteurs à fibres optiques. Les faibles pertes de propagation de la fibre optique permettant de couvrir une longueur allant

jusqu'à plusieurs kilomètres, voire des dizaines de kilomètres, l'idée d'un capteur distribué à effet Brillouin a été avancée vers la fin des années 1980. Elle a également très vite été renforcée par l'expérience acquise avec les techniques de réflectométrie optique résolue dans le temps ("Optical Time Domain Reflectometry (OTDR)"), déjà très performantes à cette époque. Néanmoins, les contraintes techniques apparaissant lors de la réalisation pratique d'un tel capteur a freiné son développement, et il a fallu attendre 1989 pour que sa faisabilité soit finalement démontrée [5]. La valeur élevée du décalage Brillouin et la nécessité d'utiliser des lasers à la fois puissants et cohérents rendaient jusque là impossible l'application de l'effet Brillouin au domaine des capteurs à fibres optiques. Pourtant, l'arrivée sur le marché des lasers à corps solides miniatures et des lasers à cavité externe à semi-conducteurs a apporté de nouvelles solutions et a permis d'envisager sérieusement la réalisation de ce qu'on pourrait appeler un réflectomètre à effet Brillouin. Des chercheurs japonais ont été les premiers à tirer profit de ces nouveaux composants. Ils ont ainsi proposé de modifier la configuration traditionnelle des réflectomètres optiques de manière à y incorporer un second laser et obtenir ainsi une information sur la valeur du décalage Brillouin à différents endroits dans la fibre [6]. Une année plus tard, le même groupe de recherche publiait un article qui décrivait la réalisation du premier capteur distribué de température à fibre optique utilisant la diffusion Brillouin stimulée [7]. Développé à partir du réflectomètre à effet Brillouin, le capteur, d'une portée de 1.2 kilomètres, fonctionnait avec une résolution spatiale de 100 mètres et une précision de 3°C. Plusieurs groupes de recherche ont, par la suite, adopté cette configuration expérimentale et ont peu à peu amélioré les performances du système de mesure, jusqu'à atteindre des valeurs très prometteuses en laboratoire. Un groupe britannique a récemment proposé un capteur distribué de température fonctionnant sur une distance de 51 kilomètres avec une résolution spatiale de 5 mètres [8]. Pourtant, malgré ces résultats, un instrument de mesure a tardé à apparaître sur le marché. Une société japonaise a néanmoins inclus dans son programme de vente un système permettant de mesurer la distribution des contraintes introduites dans les câbles des télécommunications à fibres optiques. Le succès commercial de cet appareil reste mitigé et sa fiabilité est insuffisante pour des applications hors laboratoire. De plus, son prix étant très élevé, les acheteurs potentiels se sont, jusqu'ici, montrés peu enthousiastes et ont fait preuve de vigilance. Le constat qui s'impose alors est que la commercialisation d'un capteur distribué à effet Brillouin est resté jusqu'ici un échec. En analysant *a posteriori* les causes de cet

échec, force est de constater qu'elles sont contenues dans la configuration expérimentale du système de mesure optique. Les principales difficultés liées au fonctionnement du système japonais résident dans le fait de devoir, premièrement, utiliser deux lasers et de contrôler leur fréquence d'émission tout en garantissant une excellente pureté spectrale, et deuxièmement, d'accéder aux deux extrémités de la fibre pour y placer les deux lasers.

Soucieux de vérifier le bon état de santé des câbles à fibre optique de son réseau de télécommunication, Swiss Telecom PTT a montré un grand intérêt pour une activité qui débutait au laboratoire de Métrologie de l'EPFL au début des années 1990. La faisabilité d'un capteur distribué de contraintes utilisant la diffusion Brillouin dans les fibres optiques venait alors d'être démontrée par un groupe japonais [9], et les travaux conduits à l'EPFL sur la diffusion Brillouin dans les fibres optiques ont stimulé la curiosité des gens de Swiss Telecom PTT. Ils ont aussitôt initié un projet qui consistait à l'évaluation du potentiel de cette nouvelle technique de mesure.

Plutôt que de s'inspirer de la configuration expérimentale fraîchement publiée, le problème de la mesure distribuées de contraintes en utilisant la diffusion Brillouin a tout de suite été posé en mettant l'accent sur la fiabilité et la robustesse. Par conséquent, en établissant le cahier des charges du futur capteur, l'utilisation d'*un seul laser* et l'accès à *une seule extrémité* de la fibre ont été des critères majeurs et ont, dès le début du projet, constitué des motivations importantes. Ces deux conditions ont pu être remplies grâce à l'utilisation d'un modulateur électro-optique intégré et d'une configuration expérimentale astucieuse qui permet de placer toute l'instrumentation à une seule et même extrémité de la fibre. Il a ainsi été possible de générer, à partir d'un seul et même laser tous les signaux optiques nécessaires à la mesure et de contrôler leur fréquence relative tout en ayant une grande souplesse d'utilisation. L'originalité de cette nouvelle configuration a d'ailleurs fait l'objet d'un brevet [10]. Elle a finalement abouti au développement d'un instrument de mesure transportable robuste et suffisamment fiable pour réaliser des mesures sur site sur des câbles à fibre optique du réseau de télécommunication de Swiss Telecom. Ses performances ne cessent de s'améliorer et approchent maintenant les limites liées à la physique de la diffusion Brillouin, c'est-à-dire une résolution spatiale de l'ordre du mètre pour une portée de plusieurs kilomètres.

Parallèlement à son utilisation dans le domaine des capteurs distribués, la diffusion Brillouin a trouvé de nombreuses applications dans des domaines ayant

trait aux fibres optiques. Elle a par exemple été exploitée pour la réalisation, de gyromètres à fibre optique, de générateurs micro-onde, d'amplificateurs optiques à bande étroite, de lasers extrêmement cohérents, etc. Par ailleurs, elle continue à représenter un effet très nuisible dans le domaine des télécommunications à fibres optiques, où différents scénarios sont étudiés pour la supprimer. Dans tous ces domaines d'application, une parfaite connaissance des caractéristiques de la diffusion Brillouin s'avère tout à fait indispensable. C'est la raison pour laquelle, outre le développement d'un capteur distribué à effet Brillouin, une grande partie de ce travail de thèse a été consacrée à l'élaboration d'un système de mesure des propriétés de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques et à la caractérisation d'un éventail de fibres. Ici encore, l'utilisation d'un modulateur électro-optique intégré a apporté une solution élégante et performante à la génération des signaux optiques nécessaires à la mesure de la courbe de gain Brillouin des fibres optiques. L'utilisation combinée d'une source laser unique et d'un modulateur confère à cette nouvelle configuration expérimentale une stabilité et une précision inatteignables avec les techniques traditionnelles utilisant deux sources laser.

D'une manière générale, le présent travail de thèse contribue à démontrer que les fibres optiques constituent un terrain d'expérimentation propice à l'étude de la diffusion Brillouin stimulée, effet non-linéaire intrinsèque aux fibres optiques, sans avoir à recourir au matériel lourd généralement associé au domaine de l'optique non-linéaire. Il tend également à prouver que la diffusion Brillouin stimulée peut apporter un moyen élégant et performant d'effectuer une mesure distribuée de la température et de l'état de contrainte d'une fibre optique. L'actuel développement industriel d'un prototype de capteur utilisant le concept décrit dans cette thèse constitue à lui seul une valorisation importante.

Organisation du mémoire

Le chapitre I traite de la place que tient la diffusion Brillouin parmi les processus de diffusion. Il résume également le cheminement théorique qui permet de déduire les principales équations de la DBS.

Le chapitre II pose le problème de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques, et les conséquences qu'impliquent la géométrie spécifique des fibres.

Le chapitre III décrit le dispositif expérimental qui a été développé au cours du présent travail de thèse et ses performances.

Introduction

Le chapitre IV traite de la problématique de l'évolution de l'état de polarisation des signaux optiques interagissant dans le processus de la DBS.

Le chapitre V passe en revue les différentes mesures qui ont été effectuées sur divers échantillons de fibres optiques.

Le chapitre VI décrit finalement le développement d'un capteur distribué à fibre optique utilisant la DBS. Deux exemples d'applications pratiques y sont également décrits.

Quelques remarques générales et un éventail des perspectives d'avenir concluent finalement le mémoire.

Conventions d'écriture

Tout au long de cet ouvrage, les grandeurs vectorielles et les matrices sont par convention notées en gras (\mathbf{E} , \mathbf{P}), alors que les grandeurs scalaires apparaissent en italiques (n , V_A , ε).

Références de l'introduction

- [1] L. Brillouin, "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent et homogène - Influence de l'agitation thermique", Thèse (Paris 1920), Annales de Physique.
- [2] R.Y. Chiao, C.H. Townes, B.P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves", Phys. Rev. Lett., Vol. 12, 21, p. 592, (1964).
- [3] E.P. Ippen, R.H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Appl. Phys. Lett., Vol. 21, p. 11, (1972).
- [4] R.H. Stolen, E.P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides", Appl. Phys. Lett., Vol. 22, p. 276, (1973).
- [5] D. Culverhouse, F. Ferahi, C.N. Pannell, D.A. Jackson, "Exploitation of stimulated Brillouin scattering as a sensing mechanism for distributed temperature sensors and as a mean of realizing a tunable microwave generator", OFS'89, Springer Proceedings in Physics 44, p. 552, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [6] T. Horigushi, M. Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave", Optics Lett., Vol. 14, p. 408, 1989.
- [7] T. Kurashima, T. Horigushi, M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Optics Lett., Vol. 15, p. 1038, 1990.
- [8] X. Bao, J. Dhliwayo, N. Heron, D.J. Webb, D.A. Jackson, "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor bases on Brillouin scattering", IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 13, p. 1340, 1995.
- [9] T. Horigushi, T. Kurashima, M. Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibers", IEEE Photonics Technol. Lett., Vol. 2, p.352, 1990.
- [10] M. Niklès, L. Thévenaz, "Procédé de mesure de la diffusion Brillouin dans une fibre optique et dispositif de mise en oeuvre de ce procédé". Brevet n°9311700 France.

I. La diffusion Brillouin et les principaux processus de diffusion de la lumière

Ce premier chapitre permet tout d'abord de dégager les causes principales de la diffusion de lumière lors de la propagation d'une onde optique. Il présente ensuite successivement les différentes formes de diffusion et leurs propriétés, puis propose une façon de relier leurs caractéristiques principales à leurs origines physiques. Le cas particulier de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques est abordé plus en détail, et une approche théorique simplifiée permet d'en comprendre le fonctionnement.

Il n'est nullement question ici d'établir un modèle compliqué afin d'opérer une simulation numérique, mais plutôt d'indiquer le cheminement théorique qui mène aux équations fondamentales qui régissent la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques. Il s'agit avant tout ici de cerner le problème de la diffusion Brillouin et de fixer les ordres de grandeurs.

I.1. Les origines de la diffusion

La diffusion de lumière est intimement liée à la présence d'*inhomogénéité* dans les propriétés optiques du milieu de propagation. De fait, un milieu parfaitement homogène ne diffuse de la lumière *que* dans la direction de propagation. On peut s'en convaincre intuitivement en examinant le cas de figure représenté par la Fig.1.1. où une onde plane illumine l'intérieur d'un milieu parfaitement homogène. Supposons que l'élément de volume dV_1 diffuse de la lumière dans la direction θ . Dès lors, il existe inmanquablement un élément de volume dV_2 à proximité, dont la lumière diffusée interfère de manière destructive avec celle diffusée par l'élément dV_1 . Comme le même raisonnement peut s'appliquer à toutes les directions, exceptée la direction $\theta=0$, on en déduit que la diffusion n'existe que dans la direction $\theta=0$. La

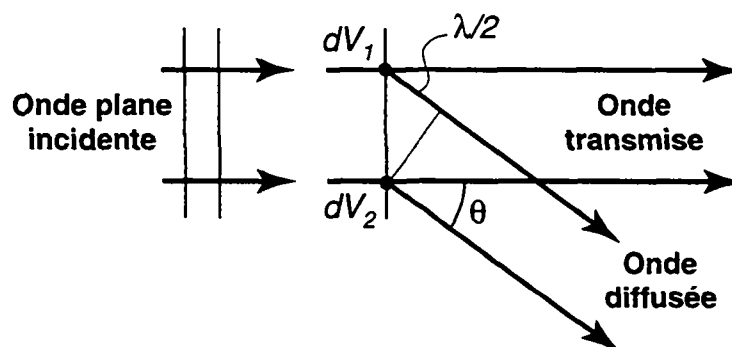


Fig. 1.1 Lumière diffusée par deux éléments de volume dV_1 et dV_2 , dans la direction θ .

diffusion de lumière dans la direction de propagation est connue sous le nom de *diffusion cohérente*, et est d'ailleurs à l'origine de l'indice de réfraction.

Si maintenant, le milieu diffusant présente des fluctuations de densité, le nombre de molécules de dV_1 peut différer légèrement de celui de dV_2 et par conséquent, l'interférence destructive entre les deux faisceaux diffusés dans la direction θ n'est plus totale.

En conclusion, les origines de la diffusion de la lumière sont à chercher dans tous les processus qui entraînent des modifications (spatiales ou temporelles) des propriétés optiques du milieu, et aux fluctuations de chaque grandeur caractéristique correspond une forme de diffusion particulière.

1.1.1. Diffusion en régime spontané et stimulé

La diffusion de lumière est dite *spontanée* lorsque la présence des ondes électromagnétiques ne modifie pas les propriétés optiques du milieu. A l'opposé, la diffusion devient *stimulée* lorsque les fluctuations à l'origine de la diffusion sont induites par la présence des ondes électromagnétiques. Autrement dit, la diffusion entre dans un régime stimulé dès que l'intensité optique est suffisante pour modifier les caractéristiques optiques du milieu. C'est alors dans ce régime que son efficacité est la plus grande, et peut dans certaines conditions présenter un rendement spectaculaire.

1.2. Les différents types de diffusion

D'une manière tout à fait générale, une analyse du spectre de la lumière diffusée spontanément par un milieu quelconque, illuminé par une onde monochromatique révèle plusieurs composantes spectrales, comme on peut le voir à la Fig. 1.2. Celles-ci correspondent chacune à une contribution spécifique, autrement dit chaque type de diffusion provient des fluctuations d'une propriété optique déterminée du milieu.

1.2.1. Diffusions élastiques et inélastiques de lumière

Les processus de diffusion qui introduisent un décalage de fréquence sont dit *inélastiques* (par opposition à élastique, lorsque la fréquence optique ne subit pas de modification), dans la mesure où, à un changement de fréquence, est associée une modification de l'énergie des photons. Par convention, on appelle *Stokes*, les

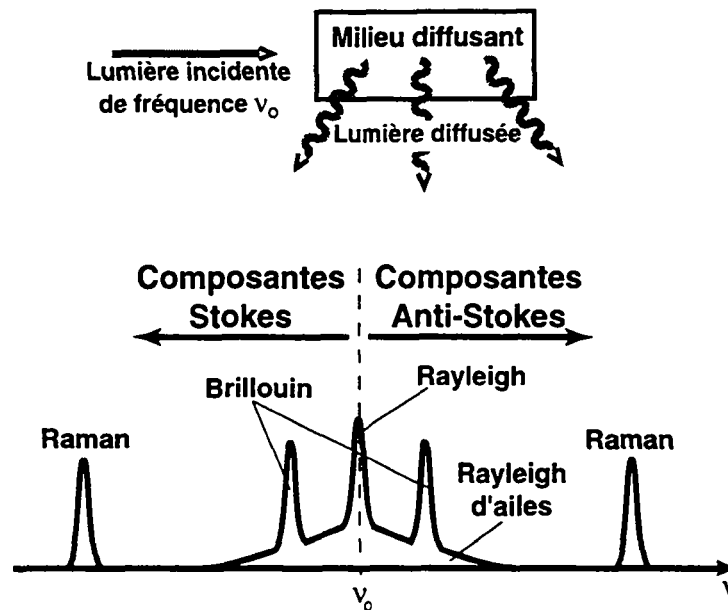


Fig. 1.2 Allure schématique du spectre de la lumière diffusée spontanément par un milieu diffusant quelconque.

composantes dont la fréquence est inférieure à celle de l'onde incidente, et *anti-Stokes*, les composantes dont la fréquence est supérieure.

Les composantes spectrales généralement observées, sont classifiées de la façon suivante:

- la *diffusion Rayleigh*, provenant des centres de diffusions introduits par des fluctuations de densité du milieu. Ces centres de diffusions sont statiques, dans le sens où ils ne se propagent pas, et de ce fait cette forme de diffusion ne provoque pas de modification de fréquence.
- la *diffusion Brillouin*, générée par la présence d'ondes acoustiques hypersonores (associées à des variations de pression) dans le milieu. Elle peut être considérée également comme la diffusion de lumière par les phonons acoustiques du milieu. Le décalage de fréquence introduit lors de la diffusion Brillouin est directement lié à la vitesse de propagation des ondes acoustiques.
- la *diffusion Raman*, issue de l'interaction de la lumière avec les modes de vibration collectifs des molécules du milieu. Elle peut être aussi perçue comme la diffusion de lumière par les phonons optiques du milieu.
- la *diffusion Rayleigh d'ailes* (ou dans les ailes de la raie Rayleigh), qui trouve son origine dans les fluctuations de l'orientation des molécules asymétriques. Comme le

processus de réorientation est très rapide, le spectre de cette forme de diffusion s'étale sur une plage spectrale très étendue.

1.2.2. Les fluctuations des propriétés optiques et la diffusion

La réaction du milieu à la présence d'une onde électromagnétique est l'apparition d'un champ de polarisation \mathbf{P} , dont l'amplitude est supposée dépendre linéairement de la susceptibilité diélectrique du milieu χ et du champ électrique \mathbf{E} .

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (1.1)$$

De ce fait, il est coutume de représenter les effets, qui sont à la base des processus de diffusion, quelles que soient leurs origines physiques d'ailleurs, par l'apparition d'une *polarisation supplémentaire* \mathbf{P}_d [1]. Les causes de la diffusion sont alors contenues dans le tenseur diélectrique $\Delta\varepsilon$ qui lie la polarisation \mathbf{P}_d au champ électrique \mathbf{E} :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} + \mathbf{P}_d \quad \text{où} \quad \mathbf{P}_d = \Delta\varepsilon \mathbf{E} \quad (1.2)$$

où ε_0 représente la permittivité diélectrique du vide et $\Delta\varepsilon$, le tenseur de susceptibilité diélectrique qui contient toute l'information sur les fluctuations (temporelles et spatiales) qui mènent à la diffusion de lumière. Le traitement mathématique de la diffusion passe alors par la résolution de l'équation d'onde perturbée, qui s'exprime comme suit:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_d}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

Dans le cadre de l'étude des différentes formes de diffusions, il est intéressant de décomposer $\Delta\varepsilon_{ik}$ ($\Delta\varepsilon_{ik}$ sont les éléments du tenseur $\Delta\varepsilon$) en deux contributions distinctes, une contribution scalaire $\Delta\varepsilon$, et une contribution tensorielle (sans trace) $\Delta\varepsilon_{ik}^t$:

$$\Delta\varepsilon_{ik} = \Delta\varepsilon \delta_{ik} + \Delta\varepsilon_{ik}^t \quad (1.4)$$

La contribution scalaire $\Delta\varepsilon$ provient de fluctuations des grandeurs thermodynamiques telles que, pression, entropie, densité ou température, et est à l'origine des diffusions Brillouin et Rayleigh. La contribution tensorielle peut à son tour être décomposée en une somme de deux contributions tensorielles statistiquement indépendantes: la première correspondant à la partie symétrique du tenseur et la seconde à la partie antisymétrique. La partie symétrique $\Delta\varepsilon_{ik}^s$ est à

l'origine de la diffusion Rayleigh d'ailes, alors que la partie antisymétrique $\Delta\varepsilon_{ik}^a$ est responsable de la diffusion Raman.

$$\Delta\varepsilon_{ik}^t = \Delta\varepsilon_{ik}^s + \Delta\varepsilon_{ik}^a \quad (I.5)$$

Ces deux contributions sont rattachées aux variations de la polarisabilité optique du milieu, suite aux vibrations des molécules (diffusion Raman) et au changement d'orientation des molécules en présence d'une onde électromagnétique (diffusion Rayleigh d'ailes).

1.3. Approche thermodynamique de la diffusion scalaire

La diffusion de lumière dans les gaz est particulièrement bien décrite par une théorie microscopique, dans la mesure où chaque molécule contribue à diffuser de la lumière de manière indépendante (non corrélée) et l'effet de l'interaction entre les diverses molécules est négligeable. En revanche, dans le cas du traitement de la diffusion scalaire (Brillouin et Rayleigh) dans la matière condensée, une approche macroscopique est plus appropriée. La diffusion est alors perçue comme étant le résultat de fluctuations de la valeur du coefficient de susceptibilité diélectrique suite à des variations (temporelles et/ou spatiales) de grandeurs thermodynamiques [2].

1.3.1. La diffusion scalaire dans les fibres optiques

Le traitement du cas particulier de la diffusion dans les fibres optiques à base de silice implique quelques *hypothèses simplificatrices* sur la nature du phénomène et sur la fibre elle-même.

Hypothèses simplificatrices:

La structure guidante de la fibre est formée par adjonction de dopants qui modifient localement l'indice de réfraction de la silice. Les concentrations de dopants sont relativement faibles et, de ce fait, les variations d'indice entre le cœur et le manteau de la fibre sont de l'ordre de 10^{-2} . Cette structure entraîne une propagation guidée de la lumière selon un mode caractéristique de la fibre qui repose sur un mécanisme de *guidage faible*. Celui-ci étant par nature facilement perturbable, les fibres optiques ne sont pas compatibles avec des interactions très violentes qui introduisent de fortes variations d'indice de réfraction, et d'une manière générale, l'optique guidée non-linéaire sous-entend un *régime d'interaction faible*. Autrement dit, les puissances optiques en présence restent relativement modérées (en dessous de 10 Watt) et les effets générés sont faibles sur une distance de quelques longueurs

d'onde. Ce contexte n'exclut toutefois pas que, cumulés sur une distance de plusieurs dizaines de mètres, ces effets aient des conséquences importantes.

Les caractéristiques optiques et géométriques de la fibre déterminent la répartition transverse des champs, qui peut être découplée de l'évolution temporelle de leurs amplitudes. Une bonne approche consiste alors à considérer les ondes optiques comme des "ondes planes", avec toutefois leurs étendues limitées par les dimensions du mode guidé. Cette approximation nécessite l'introduction de la notion de surface effective, qui sera abordée au Chapitre V. Par ailleurs, en régime d'interaction faible, les variations transversales de densité sont considérées comme faibles et la structure transverse du mode guidé n'est pas modifiée. En conclusion, la propagation d'ondes optiques guidées est ainsi ramenée à un *problème unidimensionnel*.

Les variations de densité et la diffusion de lumière

La diffusion scalaire découle des modifications des propriétés élastiques et diélectriques du milieu, et les variations de la constante diélectrique $\Delta\varepsilon$ peuvent s'exprimer sous la forme:

$$\Delta\varepsilon = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_\rho \Delta T \quad (1.6)$$

En régime linéaire, la contribution des variations de température est inférieure à 2 % [2]. De plus, en régime d'interaction faible, celle-ci peut être sans autre négligée dans la mesure où la présence d'une onde électromagnétique dans le milieu et son absorption ne provoque qu'un échauffement très faible. Par conséquent, l'origine de la diffusion scalaire est essentiellement liée à la présence de variations de densité.

Les variations de densité $\Delta\rho$ peuvent alors à leur tour être décomposées en deux contributions distinctes en choisissant deux variables thermodynamiques indépendantes, la pression p et l'entropie s :

$$\Delta\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_s \Delta p + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_p \Delta s \quad (1.7)$$

Le premier terme correspond aux *fluctuations adiabatiques de densité* et est responsable de la *diffusion Brillouin*, alors que le second terme témoigne des *fluctuations isobares de densité* (fluctuation d'entropie s) et donne lieu à la *diffusion Rayleigh*. Ces deux types de fluctuations ont des propriétés dynamiques très différentes, et par conséquent, donnent naissance à des composantes spectrales très diverses. Les fluctuations de pression proviennent essentiellement d'*ondes acoustiques*

et sont régies par une équation d'onde. D'autre part, les fluctuations d'entropie ne présentent aucun caractère ondulatoire, et sont régies par une équation de diffusion (à l'instar des variations de température). On peut donc d'ores et déjà supposer que la diffusion Rayleigh ne modifie pas la fréquence de la lumière, alors que la diffusion Brillouin peut introduire un décalage de fréquence du fait de l'interaction entre des ondes (optiques et acoustiques) en mouvement.

1.3.2 Ondes acoustiques et diffusion Brillouin

Du point de vue acoustique, une fibre à base de silice est tout d'abord considérée comme un *fluide homogène isotrope, visqueux et compressible*. Les fluctuations de la permittivité diélectrique $\Delta\varepsilon$ en présence de variations de pression sont exprimées par:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial p} \right)_s \Delta p \quad (1.8)$$

La compressibilité de la silice permet l'apparition d'un gradient de pression, pouvant donner lieu à une *onde de pression ou onde acoustique* qui est à la base de la diffusion Brillouin. A l'équilibre thermique, les phonons d'origine thermique constituent la principale source de variations internes de pression. Ceux-ci entraînent de légers déplacements de matière et modifient ainsi la densité locale du matériau. Ces fluctuations de densité sont considérées comme étant de faibles écarts par rapport à la densité moyenne, et de ce fait, la fibre n'est macroscopiquement pas affectée par ces modifications internes.

Agitation thermique et phonons acoustiques

La répartition spectrale de l'énergie thermique est régi par la loi de Bose-Einstein, qui lie à la température le nombre moyen de phonons acoustiques d'origine thermique d'un niveau d'énergie donné. A température ambiante et aux fréquences caractéristiques de la diffusion Brillouin, la loi de Bose-Einstein se réduit à l'approximation ci-dessous, et permet d'estimer le nombre moyen de phonons à:

$$N = \frac{kT}{h\nu_A} \approx 600 \quad \text{pour} \quad \nu_A = 10 \text{ GHz} \quad (1.9)$$

Le nombre de phonons N est donc toujours grand vis-à-vis de 1. En d'autres termes, en régime de diffusion Brillouin spontanée, celui-ci n'est modifié que d'une unité par l'interaction et l'efficacité du processus de diffusion est entièrement dominé par l'excitation thermique. Compte tenu du grand nombre de phonons présents à

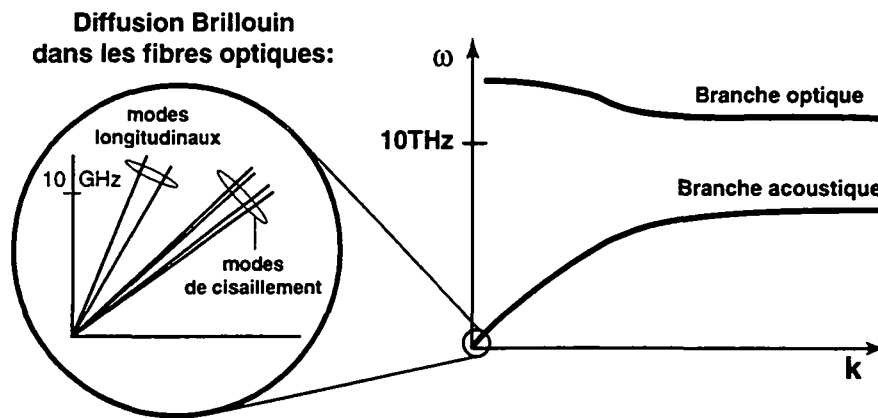


Fig. 1.3 Relations de dispersion $\omega=f(k)$ des phonons dans les fibres optiques à base de silice.

température ambiante, les effets quantiques sont négligeables et un traitement purement classique de la diffusion Brillouin se trouve parfaitement justifié.

Propagation des ondes acoustiques

La relation de dispersion $\omega=f(k)$ (fréquence-quantité de mouvement) des phonons dans les fibres optiques est représentée schématiquement à la Fig. 1.3. La silice (SiO_2) étant composée de deux types d'atomes, il existe outre la branche acoustique, une branche supérieure appelée branche optique, correspondant aux vibrations moléculaires et responsable de la diffusion Raman. La relation de dispersion de ces phonons optiques est très différente de celle des phonons acoustiques, et en particulier la fréquence des phonons optiques responsables de la diffusion Raman est beaucoup plus élevée (>10 THz) que celle des phonons acoustiques à la base de la diffusion Brillouin (9-13 GHz). Pour une direction de propagation donnée, la relation de dispersion $\omega=f(k)$ des phonons acoustiques est constituée de trois branches, qui correspondent à des oscillations longitudinales et à des ondes de cisaillement dans les deux directions transverses. De plus, dans le cas d'une fibre optique, il faut tenir compte de la présence de deux matériaux différents, (ou dopages différents) constituant le cœur et le manteau de la fibre, ayant leur propre courbe de dispersion. Ce qui représente au total six modes d'oscillations possibles (Fig. 1.3). On peut cependant écarter les modes longitudinaux apparaissant dans le manteau du fait du très faible recouvrement avec le mode optique guidé de la fibre. On peut également négliger les modes transversaux donnant lieu à une diffusion hors de l'axe de la fibre. En définitive, les ondes acoustiques participant à l'interaction Brillouin sont considérées comme étant essentiellement des *oscillations longitudinales* (par convention selon l'axe z) et sont confinées dans le cœur de la fibre.

Les ondes acoustiques sont représentées ici par des variations locales $\Delta\rho(z,t)$ de la densité moyenne du milieu ρ_0 :

$$\rho(z,t) = \rho_0 + \Delta\rho(z,t) \quad (I.10)$$

Le caractère périodique des variations de densité permet de les décrire par l'expression suivante (où c.c. signifie complexe conjugué):

$$\Delta\rho(z,t) = \frac{1}{2}A(z,t) e^{j(\Omega t - \mathbf{q}\mathbf{r})} + c.c. \quad (I.11)$$

où Ω et \mathbf{q} représentent respectivement la pulsation et le vecteur d'onde des ondes acoustiques.

Examinons maintenant l'effet de ces variations de densité sur des ondes électromagnétiques monochromatiques caractérisées par: une pulsation ω , un vecteur d'onde \mathbf{k} et un état de polarisation défini par le vecteur unitaire \mathbf{e}_p . L'évolution spatio-temporelle de celles-ci est décrite par:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{e}_p \frac{1}{2}E_0(z,t) e^{j(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})} + c.c. \quad (I.12)$$

En la présence simultanément d'ondes électromagnétiques et acoustiques, la polarisation électronique induite se calcule à partir de l'équation (I.2):

$$\mathbf{P}_d(\mathbf{r},t) = \Delta\varepsilon \mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \Delta\rho(z,t) \mathbf{E}(\mathbf{r},t) \quad (I.13)$$

Il est coutume de définir un coefficient électrostrictif (l'électrostriction joue un rôle capital dans la diffusion Brillouin stimulée et sera abordée plus en détail au Chapitre II) de la façon suivante:

$$\gamma = \rho_0 \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \quad (I.14)$$

En introduisant les équations (I.11) et (I.12) dans l'équation (I.13), on peut écrire explicitement l'expression donnant la polarisation électronique du milieu \mathbf{P}_d :

$$\mathbf{P}_d(\mathbf{r},t) = \mathbf{e}_p \frac{\gamma}{4\rho_0} \left[A E_0 e^{j((\omega + \Omega)t - (\mathbf{k} + \mathbf{q})\mathbf{r})} + A^* E_0 e^{j((\omega - \Omega)t - (\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r})} \right] + c.c. \quad (I.15)$$

Finalement, en introduisant ce résultat dans l'équation d'onde perturbée (équation (I.3)), on obtient l'équation qui régit la *diffusion Brillouin spontanée*:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mathbf{e}_p \frac{\mu_0 \gamma}{4\rho_0} \left[(\omega + \Omega)^2 A E_0 e^{j((\omega + \Omega)t - (\mathbf{k} + \mathbf{q})\mathbf{r})} + (\omega - \Omega)^2 A^* E_0 e^{j((\omega - \Omega)t - (\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r})} \right] + c.c. \quad (I.16)$$

On s'aperçoit qu'en présence d'ondes acoustiques, la polarisation P_d du milieu est source de nouvelles composantes spectrales. Celles-ci apparaissent aux fréquences $(\omega - \Omega)$ et $(\omega + \Omega)$, et plus précisément le premier terme correspond à une composante Stokes, alors que le second témoigne de la présence d'une composante anti-Stokes.

1.3.3. Ondes Stokes et anti-Stokes

Il s'agit ici d'étudier les caractéristiques des ondes générées par la diffusion Brillouin spontanée, et en particulier d'établir le lien entre le décalage de fréquence introduit par la diffusion et la direction de diffusion.

Composante Stokes

L'équation (I.16) impose d'une part, que le vecteur d'onde de la composante Stokes de la lumière diffusée soit donné par:

$$\mathbf{k}_S = \mathbf{k} - \mathbf{q} \quad (I.17)$$

et d'autre part que sa pulsation prenne la valeur suivante:

$$\omega_S = \omega - \Omega \quad (I.18)$$

Les expressions ci-dessus expriment en fait la conservation de la quantité de mouvement (I.17) et la conservation de l'énergie (I.18). Il apparaît ainsi que la diffusion de l'onde Stokes s'accompagne d'un décalage de fréquence, qui correspond à la fréquence des ondes acoustiques. La figure 1.4 illustre schématiquement le processus de diffusion d'une onde lumineuse par une onde acoustique et la construction géométrique qui permet de déterminer la direction de diffusion θ .

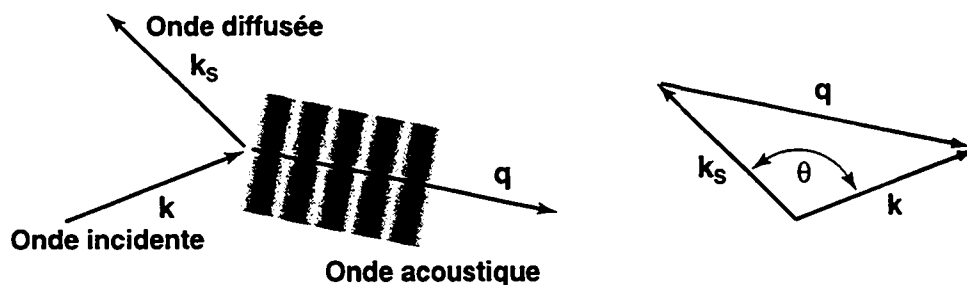


Fig. 1.4 *Illustration de la génération d'une composante Stokes par diffusion Brillouin*

Par ailleurs, fréquence et nombre d'onde des ondes acoustiques et optiques sont reliés par les relations de dispersion:

$$k = \frac{\omega}{c} , \quad k_S = \frac{\omega_S}{c} \quad \text{et} \quad q = \frac{\Omega}{V_A} \quad (I.19)$$

où $c = c_0/n$ représente la vitesse de la lumière dans le milieu, et V_A la vitesse acoustique. Il est important de noter que les ondes acoustiques qui satisfont

simultanément les équations (I.17), (I.18) et (I.19) ont d'une part des directions de propagation différentes, mais également des fréquences différentes. De ce fait, la fréquence optique de la composante Stokes dépend directement de l'angle entre les directions de propagation de l'onde optique incidente et l'onde acoustique. Le diagramme de la Fig. 1.4 permet d'identifier les ondes acoustiques impliquées dans l'interaction et d'écrire en utilisant l'approximation $k \cong k_s$ (la fréquence des ondes acoustiques étant petite vis-à-vis de la fréquence optique, cette approximation consiste à considérer que les ondes optiques, incidente et Stokes, partagent la même longueur d'onde):

$$q = 2k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (I.20)$$

En utilisant les relations (I.19), on obtient une expression qui permet de déterminer le décalage de fréquence subi par l'onde Stokes en fonction de l'angle de diffusion θ :

$$\Omega = 2k V_A \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (I.21)$$

Il est en effet coutume de définir un décalage de fréquence caractéristique à la diffusion Brillouin, appelé *décalage Stokes* ou *décalage Brillouin*. La relation (I.21) peut être transformée de manière à obtenir une expression qui relie directement le décalage Brillouin ν_B à la longueur d'onde de la lumière incidente dans le vide λ_0 . En utilisant $k=2\pi n/\lambda_0$ on peut écrire:

$$\nu_B = \frac{2nV_A}{\lambda_0} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (I.22)$$

Dans le cas d'une fibre optique, la lumière diffusée ne peut être guidée que dans deux directions. Par rapport au sens de propagation de la lumière incidente, la diffusion s'effectue vers l'avant ou vers l'arrière. Ainsi, les ondes incidentes et Stokes possèdent alors des vecteurs d'ondes parallèles ($\theta=0$) ou antiparallèles ($\theta=180^\circ$). En remplaçant ces deux valeurs dans l'équation (I.22), on s'aperçoit que le décalage Brillouin est maximum dans le cas d'une rétrodiffusion et nul dans la direction de propagation. C'est pour cette raison que dans les fibres optiques on parle souvent de rétrodiffusion Brillouin et on retrouve la formulation suivante pour le décalage de fréquence associé [4]:

$$\nu_B = \frac{2nV_A}{\lambda_0} \quad (I.23)$$

La fréquence des ondes acoustiques responsables de la diffusion Brillouin dans la silice à une longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$ peut être estimée à 13 GHz. Ce résultat

justifie *a posteriori* l'approximation $k \cong k_s$ avancée plus haut (13 GHz est en effet petit vis-à-vis de la fréquence optique, $\sim 250,000$ GHz).

Dans la direction de propagation, la diffusion Brillouin est une contribution à l'automodulation de phase négligeable devant l'effet Kerr [3].

| | | |
|----------------------|---------|----------|
| Indice de réfraction | n | 1.454 |
| Vitesse acoustique | V_A | 5900 m/s |
| Décalage Brillouin | ν_B | 13 GHz |

Tableau I: Décalage Brillouin et caractéristiques typiques de la silice à la longueur d'onde de $1.32 \mu\text{m}$.

Composante anti-Stokes

Un raisonnement similaire à celui établi pour la diffusion Stokes peut être appliqué à la génération des composantes anti-Stokes par diffusion Brillouin. Dans ce cas, les relations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie s'écrivent:

$$\mathbf{k}_{AS} = \mathbf{k} + \mathbf{q} \quad (1.24)$$

$$\omega_{AS} = \omega + \Omega \quad (1.25)$$

La Fig. 1.5 illustre schématiquement le processus de génération d'une composante anti-Stokes par une onde acoustique et la construction géométrique qui permet de retrouver la direction de diffusion.

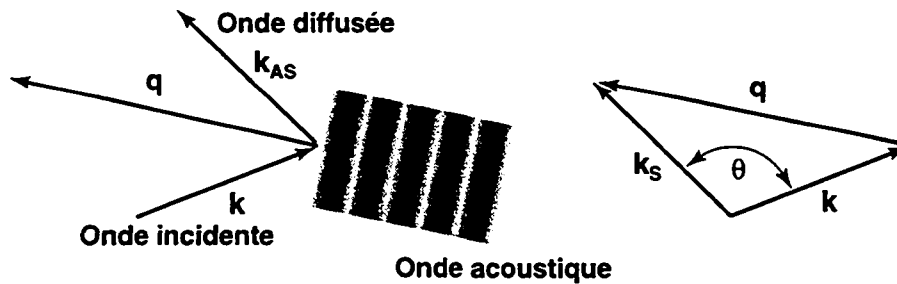


Fig. 1.5 Illustration de la génération d'une composante anti-Stokes par diffusion Brillouin

Il apparaît que si la valeur absolue du décalage Brillouin ν_B reste la même pour les diffusions des composantes Stokes et anti-Stokes, le sens de propagation des ondes acoustiques impliquées dans l'un et l'autre processus de diffusion entraîne soit un accroissement de la fréquence optique, $\nu_{AS} = \nu_0 + \nu_B$ (onde anti-Stokes) ou une diminution $\nu_S = \nu_0 - \nu_B$ (onde Stokes). La Fig. 1.6 illustre la répartition spectrale de la lumière diffusée par diffusion Brillouin. En régime spontané, les deux pics présentent des amplitudes comparables. En revanche, il sera démontré au Chapitre II que, dès que la diffusion devient stimulée, un déséquilibre apparaît et la composante Stokes

prend rapidement de l'importance alors que l'amplitude de la composante anti-Stokes diminue jusqu'à disparaître complètement.

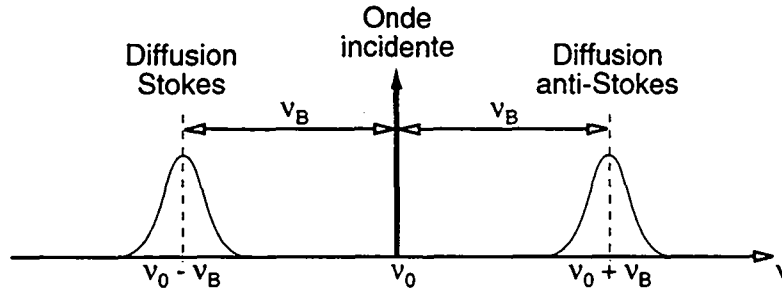


Fig.1.6 Répartition spectrale des ondes générées par diffusion Brillouin

1.3.4. Largeur de raie Brillouin et amortissement acoustique

L'intensité de la diffusion Brillouin spontanée dépend de la température, ou plus précisément du nombre de phonons acoustiques d'origine thermique présent dans la fibre. En régime spontané et à température ambiante, elle est très faible, environ 100 fois moins intense que la diffusion Rayleigh. En revanche, en régime stimulé, le nombre de phonons acoustiques augmente rapidement et l'efficacité du processus de diffusion peut approcher les 100 %.

Les largeurs des raies Stokes et anti-Stokes, conventionnellement appelées *largeur de raie Brillouin spontanée*, dépendent directement de l'amortissement des ondes acoustiques: plus l'amortissement est important plus les raies s'évalent. Contrairement aux ondes optiques qui ne subissent qu'un très léger affaiblissement dans les fibres à base de silice, les ondes acoustiques ne se propagent que sur de très courtes distances, quelques microns à peine. L'intensité des ondes acoustiques présente une décroissance exponentielle, caractérisée par un coefficient d'amortissement Γ_B :

$$|\Delta\rho(t)|^2 = |\Delta\rho(0)|^2 e^{-\Gamma_B t} \quad (I.26)$$

Dans la littérature, la notion de temps de vie des phonons acoustiques T_B est souvent utilisée. La valeur de T_B correspond simplement à l'inverse de l'amortissement acoustique Γ_B . La décroissance exponentielle des ondes acoustiques confère une forme lorentzienne à la raie Brillouin, dont la largeur à mi-hauteur est donnée par:

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi T_B} = \frac{\Gamma_B}{\pi} \quad (I.27)$$

Le temps de vie des phonons varie sensiblement en fonction de leur fréquence. Par ailleurs, la fréquence des phonons impliqués dans la diffusion Brillouin dépend de la longueur d'onde de la lumière (cf. équation (I.23)). Ces deux constatations permettent de penser que la largeur de raie Brillouin présente une dépendance envers la longueur d'onde de la lumière incidente. Théoriquement, cette dépendance est de $(1/\lambda_0)^2$ [4]. Néanmoins, les valeurs expérimentales répertoriées dans la littérature font état d'une dépendance qui varie entre $(1/\lambda_0)^{1.2}$ et $(1/\lambda_0)^{2.7}$.

1.3.5. Grandeurs importantes

En conclusion, la diffusion Brillouin de lumière peut être perçue comme résultant de la diffraction en régime de Bragg d'ondes optiques par des ondes acoustiques. Ces dernières introduisent une perturbation périodique de l'indice de réfraction, donnant ainsi naissance à un réseau de diffraction. Le déplacement de ce réseau entraîne un décalage de fréquence par effet Doppler, qui est proportionnel à la vitesse acoustique dans le milieu.

Le tableau ci-dessous résume les ordres de grandeur des paramètres caractéristiques de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques à base de silice.

| <i>Longueur d'onde [μm]</i> | <i>Décalage Brillouin [GHz]</i> | <i>Largeur de raie [MHz]</i> |
|---|---------------------------------|------------------------------|
| 0.514 | 34 | 100 |
| 0.8 | 21.6 | 70 |
| 1.32 | 12.8 | 35 |
| 1.55 | 11 | 29 |

Références du chapitre I

- [1] I. L. Fabelinskii, "Molecular scattering of light", (Plenum Press, New-York, 1968)
- [2] R. W. Boyd, "Nonlinear optics", (Academic Press, INC, 1992)
- [3] E. Picholle, "Dynamique de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques", Thèse de l'Université de Nice Sophia-Antipolis, Département ISMP, (1991)
- [4] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", (Academic Press, INC, 1989)

II. La diffusion Brillouin en régime stimulé dans les fibres optiques

La diffusion de lumière est fondamentalement liée à la présence d'inhomogénéités dans les caractéristiques optiques du milieu de propagation. La diffusion Brillouin spontanée résulte en particulier de fluctuations adiabatiques de densité, autrement dit de perturbations périodiques de l'indice de réfraction générées par des ondes acoustiques (phonons acoustiques) d'origine thermique. L'amplitude de la diffusion Brillouin est relativement faible en régime spontané, environ 100 fois inférieure à l'intensité de la diffusion Rayleigh. Elle dépend directement du nombre de phonons acoustiques présents dans la fibre, qui lui-même est simplement fixé par l'excitation thermique. En revanche, en régime stimulé, la population de phonons participant à l'interaction se trouve dans des conditions fortement hors équilibre et de ce fait croît très rapidement. L'efficacité du processus de diffusion se trouve ainsi passablement augmentée, à tel point qu'à partir d'un certain niveau d'intensité optique, la fibre se comporte comme un miroir et la totalité de la puissance additionnelle que l'on injecte se trouve automatiquement rétro-réfléchi. Le phénomène qui est à l'origine de la stimulation de la diffusion Brillouin et qui entraîne la création de phonons acoustiques en présence de lumière dans une fibre est l'*électrostriction*.

II.1. L'électrostriction

L'effet de l'électrostriction se manifeste par le fait que certains matériaux, dont la silice, ont tendance à se comprimer en présence d'une importante densité de champ électrique. Ce phénomène peut être compris globalement comme une maximisation de l'énergie potentielle, les molécules étant attirées vers des régions de champs croissants augmentant ainsi l'énergie potentielle emmagasinée [1].

En présence d'un champ électrique E , une molécule développe un moment dipolaire $p = \alpha E$, où α est le facteur de polarisabilité. Dans un *champ électrique*

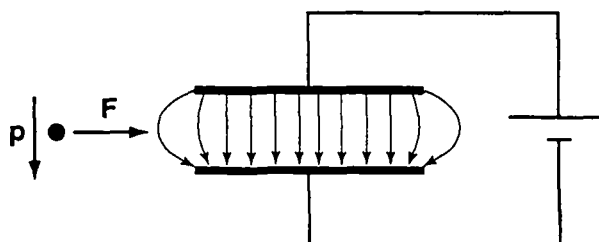


Fig. 2.1 Force agissant sur une molécule à proximité d'un condensateur plan.

inhomogène, le même dipôle est soumis à une force de translation, dont la valeur est donné par:

$$\mathbf{F} = (\mathbf{p} \nabla) \mathbf{E} \quad (II.1)$$

La Fig. 2.1 représente le cas d'une molécule à proximité d'un condensateur plan. Par ailleurs, la présence du champ électrique introduit un accroissement d'énergie potentielle Δu du moment dipolaire \mathbf{p} , qui vaut:

$$\Delta u = \frac{1}{2} \Delta \varepsilon |\mathbf{E}|^2 \quad (II.2)$$

La force \mathbf{F} s'accompagne d'une pression interne appelée, *pression électrostrictive*. Dans le cas où le milieu est compressible, l'apparition de la force \mathbf{F} entraîne un déplacement des molécules, et ainsi une densification du milieu d'une valeur $\Delta \rho$ par rapport à la densité moyenne ρ_0 . Cet accroissement provoque une variation de la constante diélectrique $\Delta \varepsilon$ qui s'élève à:

$$\Delta \varepsilon = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \Delta \rho \quad (II.3)$$

Le travail de la force par unité de volume Δw comprimant le matériau est directement proportionnel à la pression électrostrictive p_{st} et est donné par:

$$\Delta w = p_{st} \frac{\Delta V}{V} = -p_{st} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \quad (II.4)$$

L'égalité $\Delta w = \Delta u$ et la relation (II.3) permettent de déterminer la valeur de la pression p_{st} en fonction de l'intensité du champ électrique \mathbf{E} :

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \rho_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} |\mathbf{E}|^2 = -\frac{1}{2} \gamma |\mathbf{E}|^2 \quad (II.5)$$

où $\gamma = \rho_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}$ représente par définition, la constante électrostrictive du matériau.

L'égalité $\Delta w = \Delta u$ suppose que toute l'énergie électrique sert à l'électrostriction, et non pas par exemple à chauffer le matériau (hypothèse d'adiabaticité).

En conclusion, la présence d'un champ électrique inhomogène à l'intérieur d'un milieu diélectrique se traduit par l'apparition d'une pression interne qui s'accompagne de variations de la densité. Cet effet implique un déplacement de masse moléculaire et est par conséquent nécessairement lent. De ce fait, au contraire des électrons (effet Kerr), la matière ne peut pas osciller à la fréquence de base des champs électriques associés aux ondes électromagnétiques. Dès lors, dans le cas où le champ électrique total résulte de la superposition d'une ou plusieurs ondes optiques, il faut prendre la valeur moyenne de $|\mathbf{E}|^2$ sur plusieurs périodes optiques:

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \gamma \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle \quad (II.6)$$

et c'est seulement des variations de plus basses fréquences de la densité d'énergie associée au champ électrique, tel que celles produites par le battement entre plusieurs ondes optiques, qui peuvent faire apparaître une pression électrostrictive.

II.2. Diffusion Brillouin stimulée par électrostriction

L'électrostriction peut, dans le cas de la propagation d'une onde électromagnétique, fonctionner comme le "moteur" de la diffusion Brillouin stimulée, dans le sens où cet effet peut générer un grand nombre de phonons acoustiques. Cette stimulation prend naissance à partir du battement de l'onde incidente, qui sera par la suite désignée par *onde de pompe*, et avec des ondes Stokes. Dans un premier temps, la présente étude se limitera à la stimulation de la diffusion d'ondes Stokes, le cas des ondes anti-Stokes sera abordé plus loin dans ce chapitre.

II.2.1. Générateur Brillouin et amplificateur Brillouin

On distingue en réalité deux configurations différentes suivant que l'onde Stokes est issue de la diffusion Brillouin spontanée ou qu'elle a été introduite artificiellement dans le milieu. On parle de *générateur Brillouin*, si l'onde Stokes croît à partir de la diffusion spontanée, ou d'*amplificateur Brillouin* si un signal externe est injecté dans le milieu. Ce signal externe doit posséder une fréquence adéquate, c'est-à-dire proche de celle des ondes Stokes diffusées spontanément par le milieu, pour subir une amplification par diffusion Brillouin stimulée. Ce même signal externe sera par la suite appelé *signal de test*, pour le différencier des ondes diffusées spontanément, bien qu'il s'agisse à proprement parler dans les deux cas de composantes Stokes.

II.2.2. Stimulation de la diffusion Brillouin

Examinons plus en détail l'effet de la présence simultanée d'une onde de pompe et d'un signal de test. Admettons que ces derniers se propagent dans des directions opposées, puisque dans les fibres optiques unimodales la diffusion Brillouin est uniquement une *rétrodiffusion*. Si la différence de fréquence optique entre ces deux ondes est proche du décalage Brillouin de milieu (c'est automatiquement le cas si l'onde Stokes provient de la diffusion Brillouin spontanée), la densité d'énergie électrique associée au signal de battement oscille à une fréquence proche de celle des ondes acoustiques impliquées dans la diffusion Brillouin. L'électrostriction produit alors une onde de pression (Fig. 2.2) qui va venir renforcer les ondes acoustiques déjà

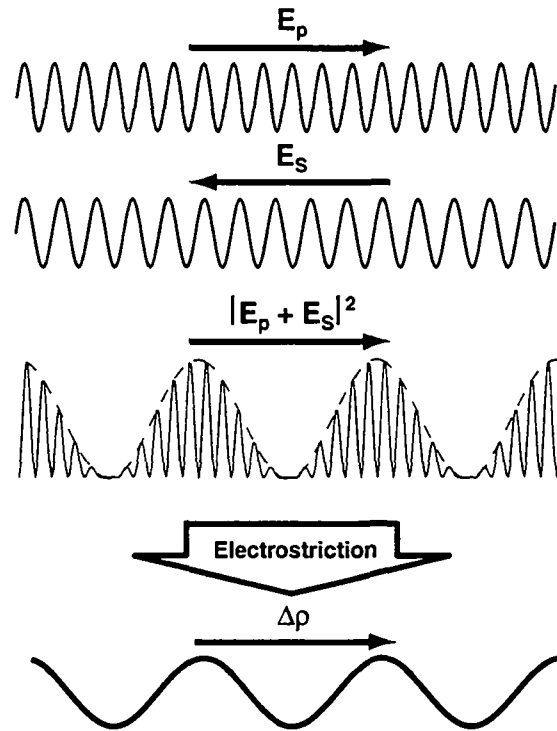


Fig. 2.2 La présence simultanée d'une onde de pompe E_p et d'une Stokes E_s produit un signal de battement, dont les variations de densité d'énergie électrique associées génèrent une onde de pression $\Delta\rho$ par électrostriction.

présentes dans le milieu et augmenter ainsi l'efficacité de la diffusion. Ainsi, au fur et à mesure que le signal de test se propage, il voit son amplitude augmenter, du fait de la rétrodiffusion de plus en plus importante de l'onde de pompe. Dans le même temps, l'onde de pompe voit son intensité diminuer au profit de celle du signal de test. Le processus peut continuer ainsi jusqu'à épuisement du signal de pompe.

L'électrostriction agit ainsi comme une "pompe à phonons acoustiques",

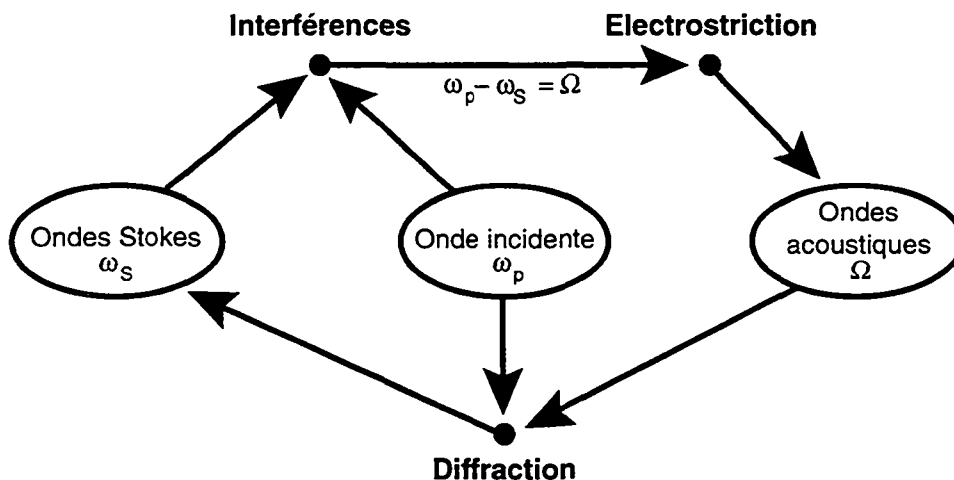


Fig. 2.3 Représentation schématique de la stimulation de la diffusion Brillouin par électrostriction.

produisant un réseau d'indice de réfraction diffractant l'onde de pompe avec de plus en plus d'efficacité. Le schéma de la Fig. 2.3 résume les différents phénomènes qui sont impliqués dans la diffusion Brillouin stimulée.

II.3. Théorie classique de la diffusion Brillouin stimulée

La théorie classique de la diffusion Brillouin stimulée [1]-[4] est basée sur un ensemble d'équations différentielles couplées qui définissent le couplage entre trois ondes: l'onde de pompe E_p , l'onde de Stokes (ou signal de test) E_s et une onde acoustique représentée par une variation de densité $\Delta\rho$. La présente étude étant centrée sur les fibres optiques unimodales, les directions de propagation de ces trois ondes sont fixées par l'axe de la fibre et le sens par les fondements de la diffusion Brillouin évoquées au chapitre précédent. Si par convention l'axe de la fibre coïncide avec l'axe z , et que l'onde de pompe est injectée dans la direction des z croissants, l'onde Stokes se trouve rétrodiffusée par une onde acoustique se propageant également dans la direction des z croissants (Fig. 2.4).

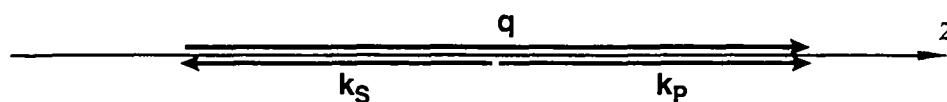


Fig. 2.4 Vecteurs d'ondes des diverses ondes participant à la diffusion Brillouin stimulée. k_p et k_s représentent les ondes de pompe et de test, alors que q correspond à l'onde acoustique.

Dans cette configuration, la conservation de la quantité de mouvement permet d'écrire (cf. Chapitre I, section I.3.3):

$$q = k_p + k_s = 2k \quad \text{en posant} \quad k_s \cong k_p = k \quad (II.7)$$

Par ailleurs, le décalage Brillouin Ω_B de la fibre se calcule à partir de la relation de dispersion des ondes acoustiques:

$$\Omega_B = q V_A \cong 2k V_A = \frac{2n \omega_p V_A}{c_0} \quad (II.8)$$

où V_A et c_0 correspondent respectivement à la vitesse de propagation des ondes acoustique dans la silice et à la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans le cas d'un amplificateur Brillouin, la fréquence du signal de test doit tomber à l'intérieur de la raie Brillouin spontanée (ou courbe de gain Brillouin) pour garantir une excitation acoustique efficace et pouvoir interagir avec la pompe.

Autrement dit, la différence entre les fréquences de pompe et de test, $\Omega = \omega_p - \omega_s$, doit satisfaire la relation suivante:

$$\frac{1}{2\pi} |\Omega - \Omega_B| \leq \frac{\Gamma_B}{\pi} = \Delta\nu_B \quad (II.9)$$

où $\Delta\nu_B$ correspond à la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Brillouin qui est directement liée à l'amortissement acoustique Γ_B .

II.3.1. Equations de base de la diffusion stimulée

D'une manière générale, les hypothèses simplificatrices, quant à la structure et au processus de guidage des fibres, avancées au cours du Chapitre I restent ici valables. Les états de polarisation des deux ondes optiques sont considérés comme étant alignés (de manière à produire une interférence maximale) et sont ainsi définis par le même vecteur, le vecteur unitaire \mathbf{e}_p . L'ensemble de ces considérations nous amène à exprimer ces trois ondes de la façon suivante:

$$\mathbf{E}_P(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_p \frac{1}{2} E_P(z, t) e^{j(\omega_p t - k_p z)} + c.c. \quad (II.10)$$

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_p \frac{1}{2} E_S(z, t) e^{j(\omega_s t + k_s z)} + c.c. \quad (II.11)$$

$$\Delta\rho(z, t) = \frac{1}{2} A(z, t) e^{j(\Omega t - qz)} + c.c. \quad (II.12)$$

L'évolution spatiale et temporelle des deux ondes optiques est décrite par deux équations d'ondes perturbées:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_P - \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_P}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_P^{NL}}{\partial t^2} \quad (II.13)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E}_S - \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_S}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_S^{NL}}{\partial t^2} \quad (II.14)$$

alors que l'évolution de l'onde acoustique est régie par les lois de l'acoustique:

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} + 2\Gamma_B \frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} - V_A^2 \nabla^2 \Delta\rho = -\text{div } \mathbf{f} \quad (II.15)$$

où Γ_B et V_A représentent respectivement le coefficient d'amortissement acoustique et la vitesse acoustique dans la fibre. La divergence de la force électrostrictive \mathbf{f} agit comme "terme source" de la création et de l'entretien des ondes acoustiques. La force \mathbf{f} par unité de volume se calcule à partir du gradient de la pression électrostrictive donnée par l'expression (II.6):

$$\mathbf{f} = -\nabla p_{st} = \frac{1}{2} \gamma \nabla \langle \mathbf{E}^2 \rangle \quad (II.16)$$

où \mathbf{E} représente le champ électrique total, c'est-à-dire la somme des champs des ondes de pompe et de test. Il apparaît que la force est proportionnelle au gradient de l'intensité optique. Les ondes acoustiques interagissant efficacement avec le champ électrique du mode optique guidé sont essentiellement des ondes longitudinales (cf. section I.3.2). C'est donc uniquement la composante selon la direction z du gradient de l'intensité optique qui va contribuer à générer une force électrostrictive. Il existe, par ailleurs, un temps d'établissement qui correspond à l'apparition du gradient de pression, puis la création de l'onde acoustique. Il en résulte que la diffusion stimulée par électrostriction dans une fibre n'a la chance d'apparaître que pour des durées d'impulsions optiques supérieures à la nanoseconde [5]. Néanmoins, pour la suite de cette étude, on considérera que l'établissement de l'onde acoustique est immédiat et que l'onde acoustique créée par électrostriction se comporte comme une onde *esclave* des ondes optiques.

En ce qui concerne les ondes optiques, c'est la seconde dérivée de la polarisation du milieu \mathbf{P}^{NL} qui joue le rôle de terme source. Elle se calcule comme précédemment à partir de l'équation (I.13):

$$\mathbf{P}^{\text{NL}}(\mathbf{r},t) = \Delta \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \frac{\gamma}{\rho_0} \Delta \rho(z,t) \mathbf{E}(\mathbf{r},t) \quad (\text{II.17})$$

à la différence près que, cette fois-ci, les ondes acoustiques ne sont plus uniquement des phonons acoustiques d'origine thermique, mais sont aussi créées par électrostriction. Leur amplitude $\Delta \rho(z,t)$ dépend par conséquent de l'intensité optique du battement entre les ondes de pompe et de test, et est fixée par l'équation (II.15). Le champ de polarisation du milieu présente ainsi une dépendance envers *l'intensité optique*, et arbore de ce fait un comportement non-linéaire envers le champ électrique. La diffusion Brillouin stimulée est de ce fait un *effet optique non-linéaire*, alors que la diffusion Brillouin spontanée est un effet linéaire.

En ne conservant que les termes susceptibles d'opérer une excitation à la fréquence adéquate, autrement dit qui oscillent à la fréquence de l'onde pompe pour l'équation (II.13), respectivement du signal de test pour l'équation (II.14), on obtient deux expressions décrivant les polarisations non-linéaires:

$$\mathbf{P}_p^{\text{NL}}(\mathbf{r},t) = \mathbf{e}_p \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\rho_0} A(z,t) E_S(z,t) e^{j(\omega_p t - k_p z)} + c.c. \quad (\text{II.18})$$

$$\mathbf{P}_S^{\text{NL}}(\mathbf{r},t) = \mathbf{e}_p \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\rho_0} A(z,t)^* E_p(z,t) e^{j(\omega_S t + k_S z)} + c.c. \quad (\text{II.19})$$

En définitive, seuls les battements de l'onde acoustique avec les ondes de pompe et de test génèrent des composantes oscillant à, respectivement la fréquence de l'onde de pompe $\omega_p = \Omega + \omega_s$, et, la fréquence de l'onde Stokes $\omega_s = \omega_p - \Omega$.

Approximation des enveloppes variant lentement

En régime d'interaction faible, l'évolution des ondes en présence varie très peu sur une distance de quelques longueurs d'ondes ou sur un temps correspondant à quelques périodes d'oscillations. L'évolution des enveloppes est donc lente dans l'espace et le temps. On peut donc systématiquement négliger les dérivées secondes spatiales et temporelles des enveloppes des champs, c'est l'approximation classique des *enveloppes variant lentement*. Dans ces conditions les équations différentielles couplées (II.13) à (II.15) se réduisent à:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} \right] E_p = -\frac{jk_p \gamma}{4\epsilon \rho_0} A E_S e^{j\Delta k z} \quad (II.20)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} \right] E_S = \frac{jk_s \gamma}{4\epsilon \rho_0} A^* E_p e^{-j\Delta k z} \quad (II.21)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\Gamma_B}{V_A} + \frac{\Omega - j\Gamma_B}{\Omega V_A} \frac{\partial}{\partial t} \right] A = -\frac{jq\gamma}{4V_A^2} E_p E_S^* e^{-j\Delta k z} \quad (II.22)$$

en utilisant la relation $\epsilon = \frac{n^2}{\mu_0 c_0^2}$, et après avoir introduit, d'une part le coefficient d'atténuation linéique de la fibre α , et d'autre part un léger écart Δk par rapport à la résonance produit par une excitation dont la fréquence acoustique ne correspond pas tout à fait au décalage Brillouin ($\Omega \neq \Omega_B$). Autrement dit, Δk apparaît lorsque:

$$\Delta k = k_p + k_s - q \neq 0 \quad (II.23)$$

Ce dernier reste néanmoins faible, bien inférieur aux constantes de propagation des ondes de pompe et de test. En effet, pour garantir une amplification efficace, la fréquence du signal de test ν_s doit tomber dans la courbe de gain Brillouin générée par l'onde de pompe (cf. condition (II.9) et Fig. 2.5) et par conséquent ne pas s'éloigner de plus de quelques mégahertz de son centre situé à $(\nu_p - \nu_B)$. En termes de fréquences, cet écart par rapport à l'accord de phase parfait se traduit par:

$$\Delta \nu = \nu_s - (\nu_p - \nu_B) \neq 0 \quad (II.24)$$

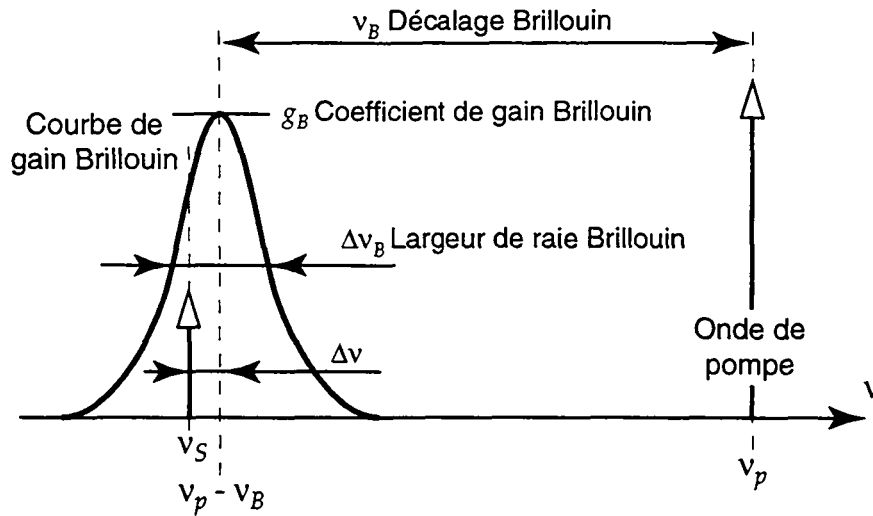


Fig. 2.5 Représentation schématique de la courbe de gain Brillouin

La relation de dispersion des ondes acoustiques $\Omega=qV_A$, permet de relier $\Delta\nu$ à Δk :

$$\Delta k = 2\pi \frac{\Delta\nu}{V_A} \quad (II.25)$$

Amplitudes des ondes acoustiques

Dans un souci de simplification, le régime est tout d'abord considéré comme stationnaire. La dérivée temporelle de l'équation (II.22) est ainsi réduite à néant et il est alors possible de déterminer l'amplitude des ondes acoustiques $A(z)$ générées par électrostriction, par intégration [3]:

$$A(z) = -\frac{jq\gamma}{4V_A^2} \int_{-\infty}^z E_p(\zeta) E_S^*(\zeta) \exp\left(-j\Delta k\zeta - (z - \zeta) \frac{\Gamma_B}{V_A}\right) d\zeta \quad (II.26)$$

Les ondes acoustiques se trouvent beaucoup plus fortement atténuées dans la silice que les ondes optiques (typiquement 3×10^6 dB/m, contre 3×10^4 dB/m pour les ondes optiques à $1.3 \mu\text{m}$), si bien qu'elles ne se propagent que sur quelques dizaines de microns. Sur des distances aussi courtes, les amplitudes des ondes optiques E_p et E_S peuvent être considérées comme constantes. Pour cette même raison, la contribution principale à l'intégrale provient de la zone définie par $0 \leq z - \zeta \leq \Gamma_B/V_A$, qui correspond à la distance typique sur laquelle les ondes acoustiques se propagent. Toutefois, la borne inférieure d'intégration reste placée à $-\infty$, pour des raisons de simplifications mathématiques, et cela, même si la longueur de la fibre est finie. Compte tenu de ces considérations, l'amplitude des ondes acoustiques en z est donnée par l'expression:

$$\begin{aligned}
 A(z) &= -\frac{jq\gamma}{4\Gamma_B V_A} E_p E_S^* \frac{e^{-j\Delta kz}}{1 - j(\Delta k V_A / \Gamma_B)} \\
 &= -\frac{jq\gamma}{4\Gamma_B V_A} E_p E_S^* \frac{e^{-j\Delta kz}}{1 - j(2\Delta v / \Delta v_B)}
 \end{aligned} \tag{II.27}$$

où $\Delta v_B = \Gamma_B / \pi$ correspond à la largeur à mi-hauteur de la raie Brillouin.

II.3.2 Gain Brillouin et modèle cohérent

En introduisant l'expression (II.27) donnant la valeur de l'amplitude des ondes acoustiques dans les équations (II.20) et (II.21) et en se limitant au régime stationnaire ($\partial/\partial t=0$), on obtient deux équations différentielles qui décrivent l'évolution spatiale des champs E_p et E_S :

$$\frac{dE_p}{dz} = -\frac{qk_p \gamma^2}{16\varepsilon\Gamma_B V_A \rho_0} \frac{E_p |E_S|^2}{1 - j(2\Delta v / \Delta v_B)} - \frac{\alpha}{2} E_p \tag{II.28}$$

$$\frac{dE_S}{dz} = -\frac{qk_S \gamma^2}{16\varepsilon\Gamma_B V_A \rho_0} \frac{E_S |E_p|^2}{1 + j(2\Delta v / \Delta v_B)} + \frac{\alpha}{2} E_S \tag{II.29}$$

En introduisant la notion d'intensité optique, définie comme suit dans le cas d'ondes planes transversales:

$$I_i = \frac{n\varepsilon_0 c_0}{2} |E_i|^2 \quad \text{avec } i = p, S \tag{II.30}$$

on obtient la formulation suivante:

$$\frac{dE_p}{dz} = \left[-\frac{1}{2} \frac{g_B I_S}{1 - j(2\Delta v / \Delta v_B)} - \frac{\alpha}{2} \right] E_p \tag{II.31}$$

$$\frac{dE_S}{dz} = \left[-\frac{1}{2} \frac{g_B I_p}{1 + j(2\Delta v / \Delta v_B)} + \frac{\alpha}{2} \right] E_S \tag{II.32}$$

qui permet de faire apparaître le *coefficient de gain Brillouin* g_B . Ce dernier peut, en l'occurrence, être exprimé différemment en introduisant des grandeurs plus couramment utilisées dans la pratique, telles que la longueur d'onde de la pompe λ_p , l'indice de réfraction n et le coefficient élasto-optique longitudinal p_{12} :

$$g_B = 2 \frac{qk \gamma^2}{16\varepsilon\Gamma_B V_A \rho_0} \frac{2}{n\varepsilon_0 c_0} = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c_0 \lambda_p^2 \rho_0 V_A \Delta v_B} \tag{II.33}$$

où $\gamma = n^4 \varepsilon p_{12}$. On retrouve ici l'expression établie par Tang [4] et qui, après avoir été reformulée par Agrawal [6], a été abondamment utilisée dans la littérature.

La partie réelle du premier terme de droite des équations (II.31) et (II.32) représente le gain subi par l'onde de test, respectivement l'appauvrissement de la pompe, alors que la partie imaginaire témoigne d'un déphasage additionnel qui vient s'ajouter à la phase de propagation. En exprimant les champs E_p et E_s en termes d'intensités et de phases non-linéaire Φ^{DBS} de la façon suivante (les phases linéaires de propagation ont été incluses dans les expressions (II.10) et (II.11)):

$$E_p(z) = \sqrt{\frac{2}{ne_0c_0} I_p(z)} e^{-j\Phi_p^{DBS}(z)} \quad (II.34)$$

$$E_s(z) = \sqrt{\frac{2}{ne_0c_0} I_s(z)} e^{j\Phi_s^{DBS}(z)} \quad (II.35)$$

il est possible de séparer l'évolution des intensités de l'accumulation des phases non-linéaires supplémentaires [3]. On obtient ainsi les traditionnelles équations différentielles couplées formant le *modèle d'intensité* de la diffusion Brillouin stimulée [6]:

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B(\nu) I_p I_s - \alpha I_p \quad (II.36)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B(\nu) I_p I_s + \alpha I_s \quad (II.37)$$

où la courbe de gain Brillouin est décrite par l'expression suivante:

$$g_B(\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{\Delta\nu^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad \text{avec} \quad g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c_0^2 \lambda_p^2 \rho_0 V_A \Delta\nu_B} \quad (II.38)$$

Il apparaît ainsi clairement que le profil du gain Brillouin suit une distribution de Lorenz. Par ailleurs, l'évolution spatiale des intensités des ondes de pompe et de test peut être interprétée comme suit: l'onde de test voit son intensité croître au fur et à mesure qu'elle croise l'onde de pompe qui, elle, subit un appauvrissement lors du transfert d'intensité vers le signal de test. L'amplification de ce dernier est maximale lorsque l'écart en fréquence qui le sépare de la fréquence de la pompe est égal au décalage Brillouin de la fibre, autrement dit lorsque $\Delta\nu=0$.

Les déphasages non-linéaires associés à la diffusion Brillouin stimulées peuvent être exprimés par:

$$\frac{d}{dz} \Phi_p^{DBS} = \frac{1}{2} g_B I_s \frac{(2\Delta\nu/\Delta\nu_B)}{1 + (2\Delta\nu/\Delta\nu_B)^2} \quad (II.39)$$

$$\frac{d}{dz} \Phi_s^{DBS} = \frac{1}{2} g_B I_p \frac{(2\Delta\nu/\Delta\nu_B)}{1 + (2\Delta\nu/\Delta\nu_B)^2} \quad (II.40)$$

Les déphasages Φ^{DBS} ont été définis (équations (II.34) et (II.35)) de telle manière à ce qu'un déphasage positif implique un retard supplémentaire. Les signes opposés des équations (II.34) et (II.35) proviennent encore une fois du caractère bidirectionnel des ondes de pompe et de test. Les équations (II.39) et (II.40) démontrent que les ondes de pompe et de test sont toutes deux retardées lorsque $\Delta\nu$ est positif et avancées dès que $\Delta\nu$ est négatif. De plus, le déphasage est nul lorsque l'accord de phase est parfait ($\Delta\nu=0$), autrement dit, lorsque la fréquence du signal de test se trouve au centre de la courbe de gain, c'est-à-dire lorsque $\nu_s = \nu_p - \nu_B$.

II.3.3. Puissance de seuil

Les équations (II.36) et (II.37) ne peuvent pas être résolues analytiquement (à moins de ne pas tenir compte de l'atténuation [1]). Toutefois, en négligeant l'appauvrissement de l'onde de pompe, mais en tenant compte de l'atténuation, une première information sur le démarrage du processus peut être obtenue. Dans ces conditions, l'équation (II.37) permet de calculer l'intensité du signal de test à l'extrémité d'une fibre de longueur L :

$$I_s(0) = I_s(L) \exp(g_B I_p(0) L_{eff} - \alpha L) \quad (II.41)$$

après avoir introduit la notion de *longueur effective* (cf. II.3.4):

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) \quad (II.42)$$

Il apparaît que l'intensité du signal de test augmente virtuellement de manière exponentielle au fur et à mesure de sa progression dans la fibre et que l'efficacité de cette augmentation dépend de la puissance de pompe injectée dans la fibre $I_p(0)$. Comme le signal de test se propage dans le sens inverse de la pompe, $I_s(L)$ correspond à l'intensité injectée en $z=L$ et $I_s(0)$ à l'intensité détectée à l'entrée de la fibre, en $z=0$. Dans le cas du générateur Brillouin, où aucun signal n'est injecté à l'extrémité de la fibre, le processus d'amplification démarre simplement à partir de la diffusion Brillouin spontanée. L'intensité de l'onde Stokes à l'entrée de la fibre augmente alors exponentiellement avec l'intensité de la pompe injectée dans la fibre.

D'une manière générale, si c'est l'intensité de pompe qui fixe le degré d'amplification par effet Brillouin, la grandeur observable du point de vue de l'expérimentateur est la *puissance*. Dès lors, on définit traditionnellement un facteur de proportionnalité, qui correspond à une surface généralement appelée *surface*

effective, et qui permet de relier la puissance à l'intensité $I=P/A_{eff}$ (les fondements et la validité de cette procédure sont discutés au paragraphe II.3.4).

La transition entre le régime spontané et le régime stimulé n'est pas franchement abrupte, dans le sens où dès que les ondes Stokes et de pompe sont simultanément présentes dans la fibre, il peut y avoir une stimulation de l'onde acoustique. Cependant, du point de vue de l'expérimentateur, il est intéressant de déterminer à partir de quelle puissance de pompe la diffusion Brillouin stimulée devient un phénomène non-négligeable quant aux pertes de propagation supplémentaires qu'elle engendre. Il est ainsi coutume de définir une puissance de seuil P_{th} qui, par convention, correspond à la puissance de pompe qui génère la rétrodiffusion d'une onde Stokes, dont la puissance émergeant de la fibre est égale à l'intensité de pompe injectée [7]. Il est évident que pour des raisons de conservation d'énergie, lorsque l'intensité de l'onde Stokes atteint celle de la pompe, la déplétion de la pompe ne peut plus être négligée. Une estimation de la répartition spectrale des phonons thermiques permet d'évaluer la puissance de seuil d'une fibre P_{th} en fonction de sa longueur [7]:

$$P_{th} \approx \frac{21 A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (II.43)$$

Cependant cette expression ne fournit qu'une valeur approximative de la puissance de seuil, et la valeur numérique 21 dépend en réalité de la largeur de raie Brillouin et doit être pondérée par un facteur qui dépend du degré de conservation de la polarisation de la fibre [8]. De plus, la puissance de seuil n'est indépendante de la largeur de raie du laser de pompe que si celle-ci est inférieure à la largeur de la courbe de gain Brillouin. Si cette condition n'est plus remplie, il faut considérer la convolution des deux spectres [6] et d'une manière générale la puissance de seuil se trouve de toute façon augmentée.

II.3.4. Longueur et surface effective d'une fibre

L'établissement de la relation (II.41) fait naturellement apparaître la notion de *longueur effective*. De même, il est coutume de relier la puissance à l'intensité par l'intermédiaire de la *surface effective*. Ces deux notions jouent un rôle important dans le traitement mathématique des effets non-linéaires dans les fibres optiques. En ce qui concerne la longueur effective, son introduction permet de considérer qu'une fibre de longueur L peut être remplacée par une fibre fictive de longueur L_{eff} . Cette

dernière est ajustée de telle manière à ce que l'effet produit par une intensité constante I_p sur la longueur L_{eff} est équivalent à l'effet cumulé sur la longueur réelle de la fibre en tenant compte de l'atténuation.

$$\int_0^L I_p(0) e^{-\alpha z} dz = I_p(0) \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) = I_p(0) L_{eff} \quad (II.44)$$

Il est important de noter que pour des longueurs importantes, la longueur effective tend de manière asymptotique vers $1/\alpha$. Ainsi, elle ne dépasse pas 15 km à une longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$ et 20 km à $1.55 \mu\text{m}$.

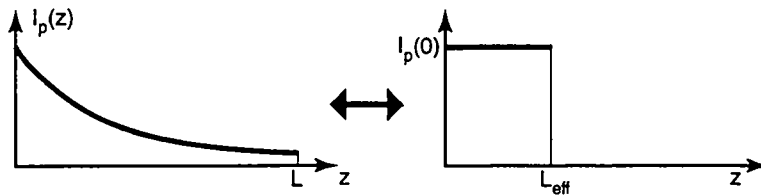


Fig. 2.6 Distribution axiale de puissance et longueur effective d'une fibre optique.

La notion de surface effective repose sur la même philosophie que la longueur effective. La distribution transversale des champs n'étant en général pas connue, il est coutume de considérer que la distribution d'intensité du mode est constante sur la surface A_{eff} , autrement dit, que le mode fondamental de la fibre peut être remplacé par des "ondes planes fictives de dimensions finies". Le problème consiste alors de déterminer la valeur de A_{eff} de telle manière à ce que l'effet produit par une intensité constante équivalente soit identique à celui produit par la distribution réelle d'intensité, puis de relier concrètement cette valeur à celle de la taille du mode, grandeur observable de la fibre. La détermination de la surface effective relative à la diffusion Brillouin stimulée sera le sujet de la section V.2.

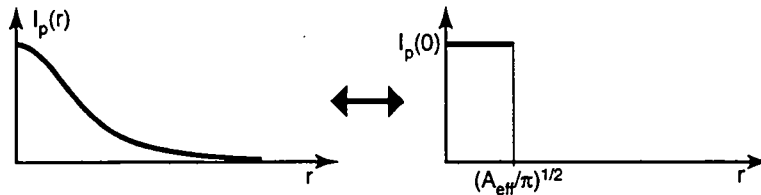


Fig. 2.7 Distribution radiale d'intensité et surface effective d'une fibre optique.

Distribution d'intensité le long de la fibre

Dès que le seuil d'émission stimulée est atteint, une grande partie de la puissance de pompe est transférée vers l'onde Stokes. Dès lors, l'affaiblissement de la pompe ne peut plus être négligé, et les équations (II.36) et (II.37) doivent être résolues numériquement pour obtenir le profil d'intensité le long de la fibre en fonction des conditions initiales, autrement dit des intensités injectées et émergentes. La Fig. 2.8 montre un exemple de la répartition d'intensité dans une fibre de 10 kilomètres pour une puissance injectée de 25 mW, donc bien au-dessus du seuil calculé qui se situe à environ 7 mW. La puissance rétrodiffusée émergent de la fibre a été imposée à 15 mW, et la puissance de l'onde Stokes à l'extrémité de la fibre est de l'ordre de 4 pW.

L'exemple de la Fig. 2.8 démontre que la plus grande partie du transfert de puissance de la pompe vers l'onde Stokes s'effectue dans le premier kilomètre de fibre. Néanmoins, les neuf derniers kilomètres de fibres sont nécessaires à la croissance de l'onde Stokes depuis le niveau du bruit jusqu'à des valeurs de l'ordre du milliwatt (une fibre identique d'une longueur d'un kilomètre présenterait un seuil à 70 mW).

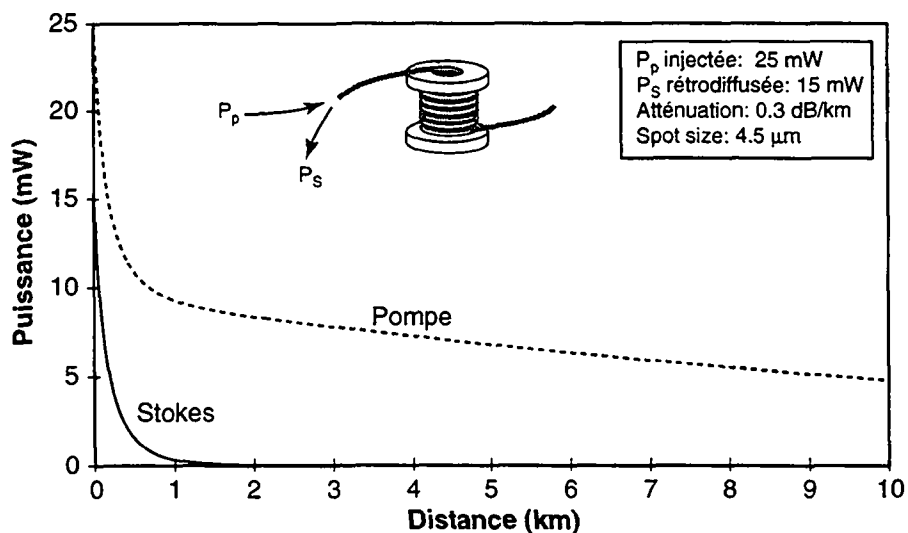


Fig. 2.8 Répartition calculée de la puissance le long d'une fibre de 10 km pour une puissance de pompe injectée de 25 mW.

II.3.5. Diffusion anti-Stokes stimulée

En régime spontané, les raies Stokes et anti-Stokes ont des amplitudes comparables. Une approche corpusculaire permet de mieux comprendre l'évolution

de ces deux raies en régime stimulé. Dès que le régime Stokes devient stimulé, la population de phonons acoustiques se propageant dans la même direction que l'onde de pompe augmente rapidement, puisque la création d'un photon Stokes s'accompagne de la génération d'un phonon acoustique. Le nombre croissant de phonons renforce l'efficacité de la diffusion et l'onde Stokes voit ainsi son amplitude croître. Par conséquent, en régime stimulé, la diffusion Stokes est une instabilité paramétrique qui engendre une multiplication des photons Stokes et des phonons acoustiques se propageant dans la même direction que la pompe.

A l'opposé, la création d'un photon anti-Stokes résulte de l'annihilation d'un photon de pompe et d'un phonon acoustique se propageant dans la direction inverse au photon de pompe. De ce fait, la génération de photons anti-Stokes s'accompagne d'une diminution du nombre de phonons responsables de la diffusion anti-Stokes. La stimulation de la diffusion anti-Stokes va donc dans le sens d'une réduction de son efficacité dans la mesure où la population de phonons impliqués dans la diffusion anti-Stokes est rapidement réduite à néant. En définitive, dès que le régime de la diffusion Brillouin devient stimulée, la *composante anti-Stokes disparaît complètement* (Fig. 2.9).

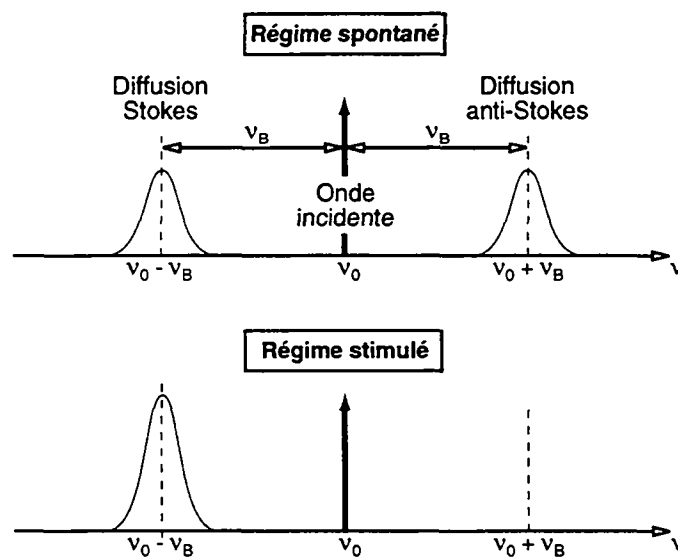


Fig. 2.9 En régime stimulé, la diffusion anti-Stokes disparaît rapidement au profit de la diffusion Stokes.

II.4. Observation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques

II.4.1. Mesure de la puissance de seuil

La présence de diffusion Brillouin stimulée se manifeste par une importante intensité rétrodiffusée. Par conséquent, la première vérification expérimentale est de mesurer l'amplitude de la rétrodiffusion en fonction de la puissance injectée pour ensuite déterminer la puissance de seuil de la fibre. Une telle mesure a été réalisé sur plusieurs échantillons de fibres standard issues de la même production mais de différentes longueurs à l'aide d'un laser Nd:YAG émettant une lumière d'une grande cohérence (largeur de raie inférieure à 500 kHz) à $1.32 \mu\text{m}$. Les résultats sont présentés à la Fig. 2.10.

Dès que le seuil Brillouin est atteint, la puissance transmise sature au profit d'une augmentation de la puissance rétrodiffusée. Ce comportement est illustré par la Fig. 2.11, qui présente la mesure des puissances rétrodiffusée et transmise pour une fibre standard de 11.8 km. La diffusion Brillouin stimulée agit ainsi comme un effet doublement nuisible pour les télécommunications à fibres optiques, dans la mesure où d'une part elle limite la puissance maximale que peut transmettre une fibre et d'autre elle génère une importante rétrodiffusion qui peut nuire au fonctionnement du laser. Différents scénarios ont été étudiés pour diminuer, voire supprimer, la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques en agissant soit

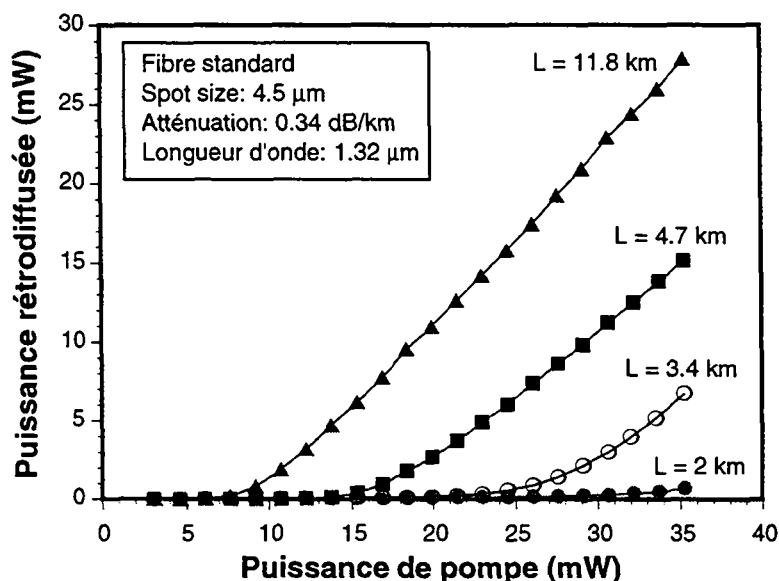


Fig. 2.10 Puissances rétrodiffusées en fonction de la puissance de pompe à $1.32 \mu\text{m}$ pour des fibres standard de divers longueurs.

directement sur le spectre de l'onde incidente, soit sur la fibre en modifiant les caractéristiques de sa courbe de gain en introduisant des contraintes [9].

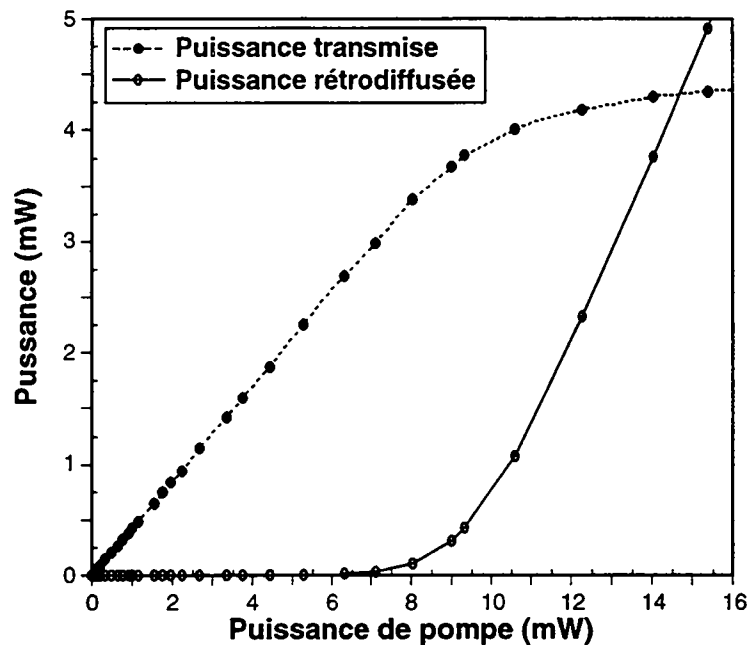


Fig. 2.11 Puissances transmise et rétrodiffusée en fonction de la puissance de pompe à $1.32 \mu\text{m}$ pour une fibre standard d'une longueur de 11.8 km.

II.4.2. Spectre de l'onde Stokes en régime stimulé

En régime spontané, les composantes spectrales de la lumière diffusée par effet Brillouin se trouvent parfaitement distribuées sur la courbe de gain Brillouin, dont la largeur dépend directement de l'atténuation des phonons acoustiques dans la fibre. Par ailleurs, l'intensité diffusée est simplement reliée au nombre de phonons thermiques (donc à la température). Dans ces conditions, la durée de vie des phonons, donc la largeur de la courbe de gain Brillouin, est indépendante du nombre de phonons présents dans le milieu [5]. Ce constat n'est plus valable en régime stimulé dans la mesure où la distribution des phonons se trouve dans une situation fortement hors équilibre. La stimulation Brillouin réalise une sorte "d'amplificateur à phonons" et génère, de manière préférentielle et en nombre important, les phonons dont la fréquence correspond au maximum de la courbe de gain Brillouin. Ce processus entraîne par conséquent inévitablement un important rétrécissement du spectre d'émission Brillouin en régime stimulé.

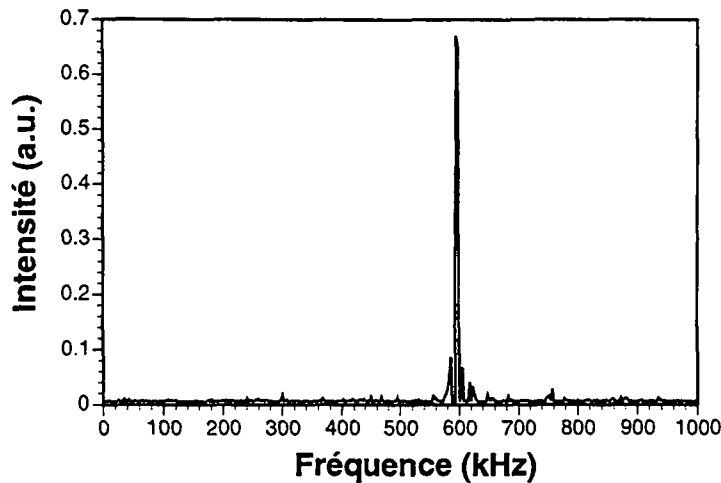


Fig.2.12 *Mesure du spectre de la lumière rétrodiffusée par effet Brillouin au dessus du seuil d'émission stimulée. Mesure représentant le spectre du battement entre l'onde Stokes et l'onde de pompe déplacé de 12.8 GHz à 600 kHz grâce à un mélangeur électrique et un signal micro-onde synthétisé.*

En régime stimulé, le spectre de l'onde rétrodiffusée peut être mesuré par le biais de l'analyse spectrale du battement de l'onde Stokes avec le laser de pompe. Une telle mesure a démontré que la largeur de spectre de la diffusion Brillouin stimulée est très étroite, inférieure à 100 kHz, mais peu stable sur une échelle de temps supérieure à la seconde. Le signal de battement se déplace par sauts de plusieurs centaines de kilohertz avant de se stabiliser pour quelques secondes. Ce phénomène peut s'expliquer par l'absence de rétroaction dans la génération des phonons acoustiques, et ainsi la moindre des réflexions optiques ou la plus petite perturbation mécanique de la fibre modifient les conditions de résonances des ondes optiques en présence. Dans cette configuration, l'é étroitesse du spectre de la diffusion Brillouin stimulée est difficilement exploitable du fait de son instabilité intrinsèque, c'est la raison pour laquelle la configuration du résonateur Brillouin en anneau a été développée et a connu tant de succès.

Références du Chapitre II

- [1] R. W. Boyd, "Nonlinear optics", (Academic Press, 1992)
- [2] Y.R.Shen, "The principles of nonlinear optics", (Wiley-Interscience, 1984)
- [3] Keiichiro Toyama, "Brillouin fiber-optic gyroscope and digital integrating gyroscope", Ph. D. Dissertation, Stanford University, E. Ginzton Lab., G.L. report 5445, 1996.
- [4] C.L. Tang, "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process", J. Appl. Phys., Vol. 37, p. 2945, 1966.
- [5] E. Picholle, "Dynamique de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques", Thèse de l'Université de Nice Sophia-Antipolis, Département ISMP, (1991)
- [6] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", (Academic Press, 1989)

La diffusion Brillouin en régime stimulé dans les fibres optiques

- [7] R.G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering", *Applied Optics*, Vol. 11, p. 2489, 1972.
- [8] M.O. van Deventer, "Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, p. 585, 1994.
- [9] C. Headley, J.B. Clayton, W.A. Reed, "Methods of suppressing stimulated Brillouin scattering in optical fibers by manipulation of the fiber properties", *Technical Digest of the Symposium on optical fiber measurements 1996*, Boulder, CO, NIST special publication 905, p. 105, 1996.

III. Etude expérimentale de la courbe de gain Brillouin dans les fibres optiques.

Une caractérisation complète de la diffusion Brillouin stimulée (DBS) débute inévitablement par une détermination précise de la courbe de gain Brillouin $g_B(\nu)$. La distribution spectrale associée au gain Brillouin suit une courbe de Lorenz et par conséquent à une longueur d'onde donnée, la courbe de gain Brillouin (CGB) est complètement définie par trois paramètres: le décalage Brillouin ν_B , la largeur de raie $\Delta\nu_B$ et la valeur maximale du gain ou coefficient de gain Brillouin g_B .

III.1. Les techniques de mesure de la courbe de gain Brillouin

Les premières mesures de la courbe de gain Brillouin dans les fibres optiques se basaient sur l'observation et l'analyse spectrale de la lumière diffusée spontanément par effet Brillouin [1] [2] [3]. Plus récemment, Tkach *et al.* sont parvenus à mesurer la CGB de différentes fibres en réalisant une détection hétérodyne de la lumière diffusée avec la lumière de pompe [4]. Ils ont par ailleurs démontré pour la première fois que le décalage Brillouin dépendait de la concentration de Germanium présent dans le coeur de la fibre. La technique la plus utilisée à l'heure actuelle, et qui est aussi la plus performante, a été publiée en 1987 par Shibata *et al.* [5]. Elle est basée sur l'utilisation de deux signaux optiques générés par deux sources distinctes émettant à des longueurs d'onde bien précises. Le premier signal, communément appelé *onde de pompe*, sert à "pomper" le milieu, autrement dit à générer une courbe de gain Brillouin dans la fibre. Le second signal, appelé *signal de test* (« probe signal » en anglais) est utilisé pour échantillonner la courbe de gain, grâce à un balayage en fréquence. Comme l'effet Brillouin est maximum pour des ondes se propageant en sens inverse, les deux signaux sont injectés à chaque extrémité de la fibre à mesurer. Les longueurs d'onde d'émission des deux sources sont tout d'abord accordées de manière à ce que l'écart en fréquence les séparant corresponde au décalage Brillouin de la fibre. Un transfert d'énergie de l'onde de pompe vers le signal de test apparaît alors suite à l'interaction entre l'onde acoustique stimulée par électrostriction et les deux ondes optiques en présence. Ce transfert d'énergie se traduit par une amplification du signal de test au détriment de l'onde de pompe. Dès lors, la détermination précise de la CGB de la fibre peut être réalisée en variant l'écart en fréquence entre les ondes optiques et en

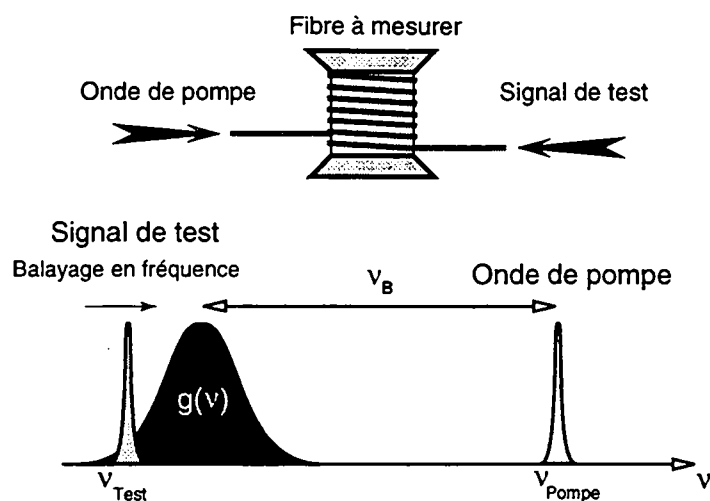


Fig.3.1 Représentation schématique du principe de mesure à deux ondes de la CGB $g(\nu)$ de fibres optiques

mesurant l'intensité relative du signal de test. Par rapport aux méthodes utilisées précédemment, cette dernière permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit et une meilleure résolution spectrale. En revanche, elle présente le désavantage d'avoir recours à deux lasers très cohérents (largeur de raie inférieure au mégahertz) et de mettre en oeuvre un contrôle constant de leur fréquence d'émission, qui nécessite un système de détection ultra-rapide et une instrumentation micro-onde coûteuse. Dans le cas de l'utilisation de lasers semi-conducteurs, ces contraintes peuvent être difficiles à remplir de sorte que des mesures précises de BGS sont quasiment irréalisables. L'apparition récente sur le marché des lasers miniatures à corps solides, tels que les lasers Nd:YAG pompés par diodes lasers, a permis de résoudre une partie de la problématique liée à la mesure de la CGB. Ces lasers miniatures possèdent en outre la caractéristique de générer une émission continue d'une excellente pureté spectrale (largeur de raie inférieure à 100 kHz). Reste alors le problème du contrôle de l'écart en fréquence des deux ondes. Cette technique a malgré tout été utilisée avec succès par plusieurs auteurs et a permis de réunir une foule d'informations sur la CGB dans les fibres optiques [6] [7].

Dans le cadre de ce travail, une nouvelle méthode de mesure de la CGB a été développée permettant de caractériser des segments de fibres de quelques dizaines de mètres. Elle présente l'avantage déterminant de n'utiliser qu'une seule source laser et l'originalité de faire appel à un modulateur électro-optique intégré pour générer le signal de test, ce qui lui confère une stabilité et une précision inatteignable avec les techniques conventionnelles [8]. Cette technique peut, par ailleurs, être

avantageusement modifiée pour réaliser des mesures de température ou de contraintes distribuées le long d'une fibre de plusieurs kilomètres (cf. Chapitre VI).

III.2. Les modulateurs électro-optiques en LiNbO_3

L'étude et la caractérisation des nouveaux éléments actifs de l'optique guidée a fait l'objet de précédents projets au *Laboratoire de Métrologie de l'EPFL*, si bien que l'utilisation d'un modulateur électro-optique s'est imposée presque naturellement [9] [10] [11]. Un bref rappel du principe de fonctionnement des modulateurs de phase et d'amplitude est présenté ci-après.

III.2.1. L'effet électro-optique, cas du LiNbO_3

Dans certains cristaux, l'application d'un fort champ électrique induit une modification de la biréfringence linéaire. Cet effet est observé dans les milieux dont les molécules ont leurs liaisons atomiques déjà contraintes au repos, ce qui provoque une non-linéarité de la polarisation \mathbf{P} induite par un champ électrique statique externe \mathbf{E} . Lorsqu'on s'arrête au premier ordre du développement en série de \mathbf{E} , on parle d'effet Pockels ou d'effet électro-optique linéaire:

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k \quad (\text{III.1})$$

où les $\chi_{ij}^{(1)}$ et $\chi_{ijk}^{(2)}$ sont les coefficients de susceptibilité diélectrique du premier et du second ordre respectivement. L'effet électro-optique n'est en général ni linéaire ni isotrope, si bien qu'en toute rigueur cet effet doit être décrit de façon tensorielle. La variation des indices de réfraction due à l'application d'un champ électrique arbitraire est ainsi régie par l'équation :

$$\Delta \left(\frac{1}{n} \right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (\text{III.2})$$

où r_{ij} est un tenseur 6×3 appelé tenseur électro-optique. Sa forme dépend de la symétrie du cristal.

$$\begin{pmatrix} \Delta(1/n^2)_1 \\ \Delta(1/n^2)_2 \\ \Delta(1/n^2)_3 \\ \Delta(1/n^2)_4 \\ \Delta(1/n^2)_5 \\ \Delta(1/n^2)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (\text{III.3})$$

En particulier, si on considère le cas du LiNbO_3 , cristal uniaxe de symétrie 3m, le tenseur électro-optique se réduit à :

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{12} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.4})$$

Le LiNbO_3 présente une biréfringence dite négative, en ce sens que l'indice ordinaire ($n_x=n_y=n_o$) est plus grand que l'indice extraordinaire ($n_z=n_e$). L'effet électro-optique dans le LiNbO_3 présente une forte anisotropie, dans la mesure où cet effet est plus de trois fois plus marqué dans la direction z , direction qui coïncide par convention avec l'axe optique, que dans les directions x et y . Par conséquent, les configurations généralement adoptée favorisent l'application du champ électrique selon cette direction uniquement. Dans ce cas précis, la variation des indices de réfraction peut alors s'exprimer ainsi :

$$n_x = n_o - \frac{1}{2} r_{13} n_o^3 E_z \quad (\text{III.5})$$

$$n_z = n_e - \frac{1}{2} r_{33} n_e^3 E_z \quad (\text{III.6})$$

Considérons finalement l'effet de la variation des indices de réfraction sur la propagation d'une onde optique. Le champ électrique de celle-ci va se décomposer en deux composantes parallèles aux directions données par les axes diélectriques du cristal. Dans le cas d'une propagation selon y , les composantes E_x et E_z vont se propager dans le cristal à des vitesses différentes, déterminées par les indices n_o et n_e

respectivement. La phase de ces composantes à la sortie du cristal peut s'exprimer ainsi :

$$\phi_x = \frac{2\pi}{\lambda} n_o L - \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{13} \frac{L}{d} V \quad (\text{III.7})$$

$$\phi_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_e L - \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{L}{d} V \quad (\text{III.8})$$

où L est la longueur des électrodes, d la distance entre les électrodes, V la tension appliquée et λ la longueur d'onde.

Le déphasage supplémentaire induit entre les composantes E_x et E_z est appelé retard électro-optique:

$$\Delta\phi = \phi_z - \phi_x \quad (\text{III.9})$$

En augmentant la tension, on peut obtenir successivement un déphasage de $\pi/2$ -le cristal se comporte alors comme une lame quart-d'onde- puis un déphasage de π , caractéristique d'une lame demi-onde. Ce phénomène utilisant l'effet électro-optique est à la base de la modulation électro-optique.

Il faut noter que la tension permettant d'obtenir un déphasage de π , appelée généralement tension demi-onde $V_{\lambda/2}$, est relativement élevée soit plusieurs centaines de volts dans le cas de composants discrets. Il est maintenant possible de réduire cette tension à quelques volts grâce aux dispositifs d'optique guidée. En effet, le confinement de l'onde optique dans des dimensions comparables à la longueur d'onde rend possible l'utilisation d'électrodes opérant sur une relativement grande distance sans être limité par le phénomène de diffraction du rayon guidé. On parvient ainsi à maximiser le rapport L/d et à abaisser la tension demi-onde jusqu'à des valeurs de quelques volts.

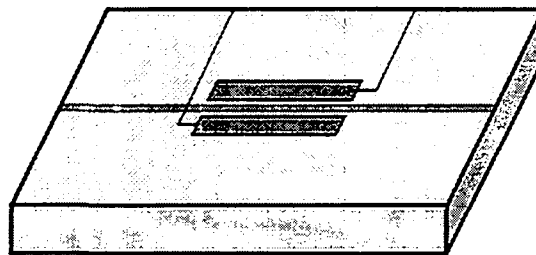
III.2.2. Les modulateurs intégrés de phase et d'intensité

La réalisation de guides d'ondes optiques dans un substrat de niobate de lithium repose principalement sur deux procédés: la diffusion de titane et l'échange protonique. Par rapport à la diffusion de titane, l'échange protonique, technique plus moderne, présente l'avantage déterminant de produire un guide d'onde polarisant, qui ne transmet qu'une seule polarisation. L'efficacité de la modulation électro-optique dépend directement de la valeur des coefficients électro-optiques. Ainsi dans le cas d'une propagation selon y , elle est trois fois plus élevée pour la composante z

du champ électrique, dont la modulation dépend du coefficient r_{33} , que pour la composante x , qui elle implique le coefficient r_{13} . La technique de l'échange protonique permet alors d'éliminer automatiquement le mode de polarisation parasite (composante x) et de ne transmettre que la composante z du champ électrique. La structure des guides est imprimée dans le cristal par un procédé photolithographique et les électrodes métalliques sont finalement évaporées sur la surface du cristal.

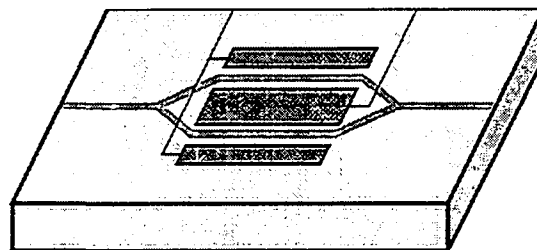
Le composant électro-optique intégré le plus simple est sans aucun doute le modulateur de phase. C'est aussi la fonction de base de la plupart des structures plus complexes telles que modulateurs d'intensité, contrôleur de polarisation,... La modulation de phase est obtenue par l'application d'une tension aux bornes d'une paire d'électrodes déposées le long d'un guide d'onde. Le champ électrique apparaissant entre les électrodes induit une variation de l'indice de réfraction du guide. La modulation de phase optique est par conséquent possible par l'intermédiaire de la modification de la phase de propagation. L'efficacité de la

Modulateur de phase



$$\Phi(V) = -\frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \Gamma \frac{L}{d} V + \Phi_0 = \gamma V + \Phi_0$$

Modulateur d'intensité



$$I(V) = I_0 (1 + m \cos (2\gamma V + \varphi))$$

Fig. 3.2 Modulateurs intégrés de phase et d'intensité.

modulation est d'autant plus grande que l'intégrale de recouvrement Γ entre le champ électrique et le mode guidé est grande. La structure schématique d'un modulateur de phase et d'un modulateur d'intensité ainsi que leur fonction de transfert associée est représentée à la Fig. 3.2.

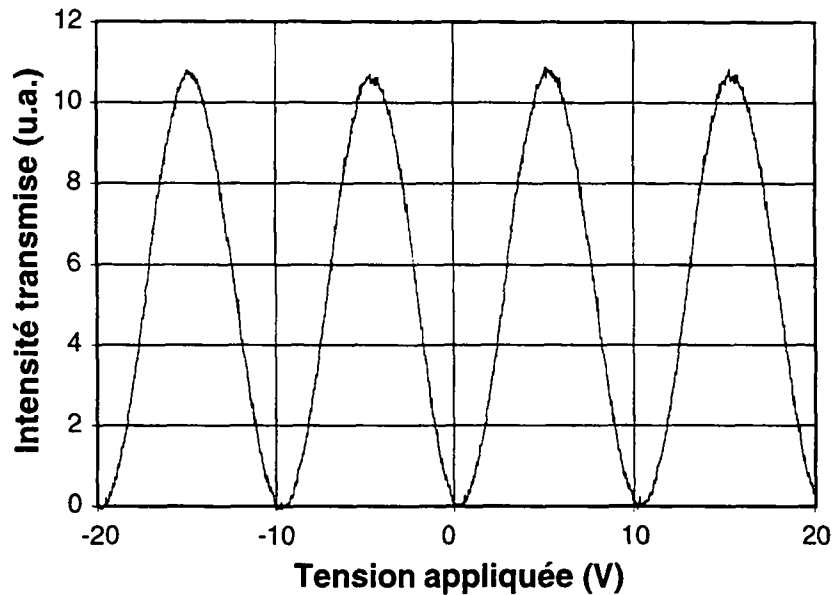


Fig.3.3 *Intensité transmise en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes d'un modulateur d'intensité.*

Un modulateur d'intensité est réalisé en insérant un modulateur de phase dans un interféromètre de Mach-Zehnder, permettant ainsi de contrôler la différence de phase entre les ondes parcourant les deux bras de l'interféromètre. La modulation d'intensité apparaît alors suite à la succession d'interférences constructives et destructives, comme on peut le voir à la Fig. 3.3. On y trouve représentée la fonction de transfert d'un modulateur d'intensité réalisé par échange protonique. En position bloquante, le taux d'extinction atteint 50 dB. Par ailleurs, lorsque le point de fonctionnement est fixé dans la région linéaire (à 2.5 volts par exemple), quelques volts seulement suffisent à opérer une modulation d'intensité avec une profondeur de modulation proche de 100 %.

III.2.3. La bande passante des modulateurs électro-optiques

La bande passante des modulateurs électro-optiques est en pratique toujours limitée par le circuit électrique associé aux électrodes, l'effet électro-optique étant un phénomène électronique qui a un temps de réponse inférieure à la picoseconde. Dès lors, la bande passante des modulateurs dépend principalement du type d'électrode et surtout, de la façon dont la résistance de terminaison R ($\approx 50 \Omega$ en général) est

insérée en bout de ligne. Les deux configurations les plus utilisées sont représentées à la Fig. 3.4. Dans le premier cas (« lumped electrodes » en anglais), la bande passante est simplement limitée par la constante de temps RC du circuit. En particulier, la capacité C des électrodes augmente linéairement avec la longueur des électrodes, approximativement 2 pF/cm , ce qui limite la bande passante à 2.5 GHz pour des modulateurs ayant été conçus pour fonctionner avec des tensions de commutation d'environ 5 volts . Dans le second cas (« travelling wave electrodes » en anglais), les électrodes à onde progressive apparaissent comme étant une prolongation de la ligne de transmission. La bande passante n'est cette fois plus limitée par le temps de charge, mais plutôt par la différence des vitesses de propagation des signaux optiques et micro-ondes. Dans le LiNbO_3 , les signaux optiques se propagent presque deux fois plus rapidement que les signaux électriques micro-ondes. De ce fait, un signal optique ne subit pas le même effet électro-optique sur toute la longueur de son parcours sous les électrodes du modulateur. La bande passante est alors limitée à 9.6 GHz/cm [12]. Différentes techniques ont été développées pour résoudre ce problème. Elles reposent sur une configuration spéciale des électrodes destinée à accorder artificiellement les indices de réfraction des ondes optiques et micro-ondes. Il est par conséquent possible de trouver sur le marché des modulateurs électro-optiques possédant une bande passante de plus de 15 GHz .

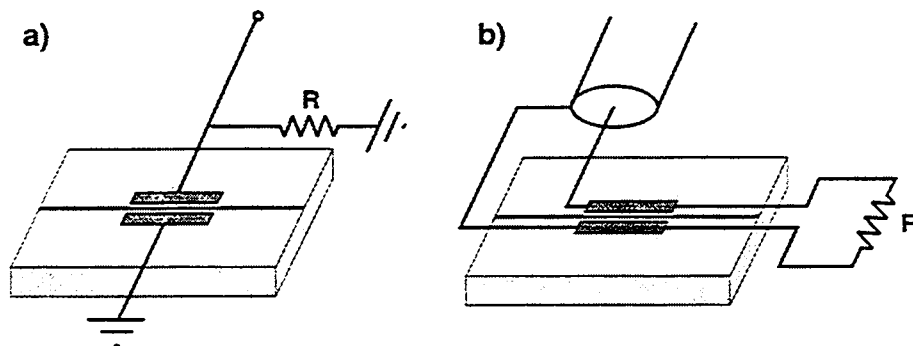


Fig. 3.4 Raccordement et terminaison des électrodes: a) "Lumped", b) "Traveling wave".

III.3. Utilisation d'un modulateur électro-optique pour la génération du signal de test

La très large bande passante des modulateurs électro-optiques leur confère une potentialité élevée dans le traitement des signaux optiques hautes fréquences. En particulier, elle permet de moduler un signal laser à des fréquences proches du décalage Brillouin des fibres optiques monomodes (10-13 GHz pour des longueurs d'onde comprises entre 1.3 et 1.55 μm), et par là même d'envisager de générer la signal de test directement à partir du signal de pompe. En effet, la modulation d'une onde optique monochromatique $E=E_0 \exp(j\omega t)$ donne naissance à de nouvelles composantes de fréquence dans le spectre optique. Si un signal micro-onde de fréquence $f_m=\Omega/2\pi$ est appliqué aux bornes d'un modulateur d'intensité intégré (Fig. 3.2 bas), une modulation de phase est introduite dans chacun des bras de l'interféromètre:

$$\begin{aligned}\phi_1(t) &= \Delta\phi_1 \cos(\Omega t) + \phi_0 \\ \phi_2(t) &= -\Delta\phi_2 \cos(\Omega t)\end{aligned}\quad (\text{III.10})$$

La configuration des électrodes du modulateur intégré étant symétrique, la profondeur de modulation est pratiquement identique dans les deux bras de l'interféromètre, $\Delta\phi_1 \approx \Delta\phi_2$. La phase statique ϕ_0 entre les deux bras de l'interféromètre peut être contrôlée par l'intermédiaire d'une tension continue surajoutée au signal de modulation. Après recombinaison des champs émergeant de chacun des bras, le champ total peut s'exprimer de la façon suivante:

$$E_{out}(t) = \frac{E_0}{2} \exp(j\omega t) \left\{ \exp(j\Delta\phi_1 \cos(\Omega t) + j\phi_0) + \exp(-j(\Delta\phi_2 \cos(\Omega t))) \right\} \quad (\text{III.11})$$

Les fonctions de Bessel ordinaires $J_i(\Delta\phi)$ peuvent être utilisées pour décomposer les termes de l'expression (III.11) décrivant la modulation de phase. De fait, en utilisant les identités suivantes:

$$\cos(\Delta\phi \cos(\Omega t)) = J_0(\Delta\phi) + 2 \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^i J_i(\Delta\phi) \cos(2i\Omega t) \quad (\text{III.12})$$

$$\sin(\Delta\phi \cos(\Omega t)) = 2 \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i J_{2i+1}(\Delta\phi) \cos((2i+1)\Omega t) \quad (\text{III.13})$$

il est possible d'écrire:

$$\exp(-j\Delta\phi \cos(\Omega t)) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} (-j)^i J_i(\Delta\phi) \exp(ji\Omega t) \quad (\text{III.14})$$

Finalement, en remplaçant le résultat (III.14) dans l'expression (III.11), on obtient une formulation, pour le champ optique à la sortie du modulateur, qui rend compte de ses différentes composantes spectrales:

$$E_{out}(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{i=-\infty}^{\infty} (-j)^i \exp(j(\omega+i\Omega)t) \left[\exp(j\phi_0) J_i(\Delta\phi_1) + (-1)^i J_i(\Delta\phi_2) \right] \quad (III.15)$$

Dans le cas d'une pure modulation d'intensité, le spectre est composé de lignes réparties symétriquement autour de la porteuse $\nu_0 = \omega/2\pi$ et séparées à chaque fois par la fréquence de modulation f_m . L'amplitude de chacune de ces composantes dépend de la profondeur de modulation $\Delta\phi_{1,2}$ ou plus précisément de $J_i(\Delta\phi_{1,2})$, et de la différence de phase statique ϕ_0 . Dans le cas où $\phi_0 = k2\pi$, seules les harmoniques paires sont présentes dans le spectre optique si $\Delta\phi_1 = \Delta\phi_2$. En revanche, dans le cas où $\phi_0 = (2k+1)\pi$, seules les harmoniques impaires subsistent et dans cette situation il est possible de supprimer complètement la porteuse. La Fig. 3.5 montre l'allure du spectre optique pour deux déphasages ϕ_0 différents, mesuré à l'aide d'un analyseur Fabry-Perot. La mesure b) démontre en particulier qu'il est possible d'annuler

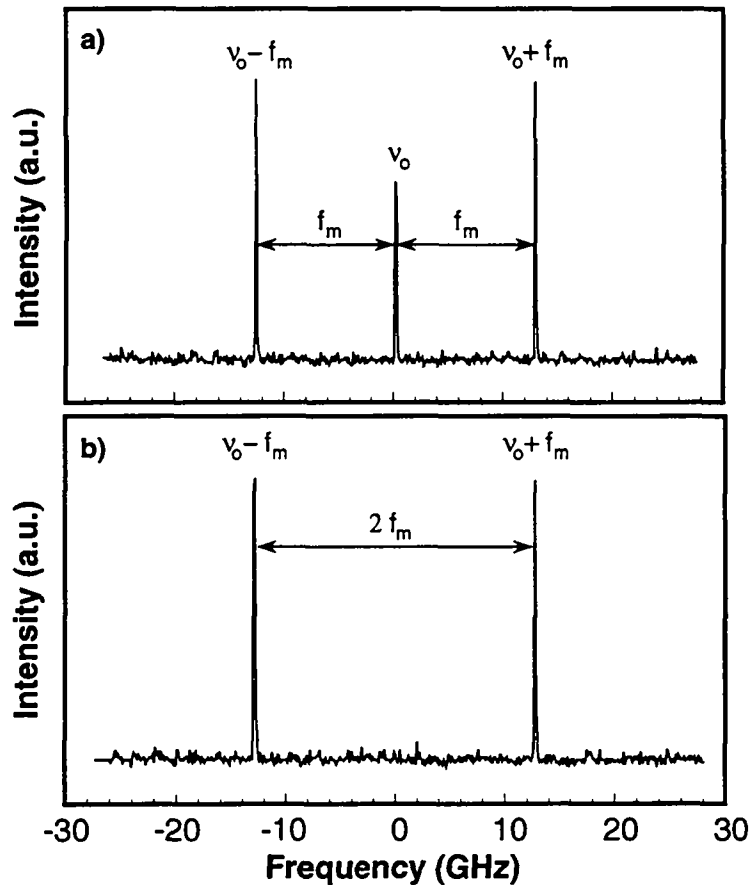


Fig.3.5 Spectres optiques d'une onde optique monochromatique modulée à une fréquence de 12.8 GHz par un modulateur d'intensité électro-optique. a) Déphasage statique quelconque. b) Déphasage statique de π .

totale de la porteuse optique. Par ailleurs, lorsque la fréquence de modulation correspond au décalage Brillouin ν_B de la fibre, les bandes latérales du premier ordre peuvent interagir avec la porteuse pour autant que le signal modulé se propage en sens inverse. La section suivante décrit une configuration expérimentale performante permettant une propagation bidirectionnelle des signaux de pompe et de test dans la fibre à mesurer.

III.4. Montage expérimental

Rappelons tout d'abord quelles sont les principales contraintes expérimentales inhérentes à la technique de mesure de la courbe de gain Brillouin (CGB) d'une fibre optique utilisant deux signaux optiques (signaux de pompe et test): la nécessité de posséder deux signaux optiques de grande pureté spectrale parcourant la fibre en sens inverse l'un de l'autre, dont les fréquences respectives sont séparées par le décalage Brillouin.

III.4.1. Utilisation d'une seule source laser

La structure en boucle représentée à la Fig. 3.6 permet une propagation bidirectionnelle au travers de la fibre à mesurer. Un laser Nd:YAG pompé par diodes laser a été choisi pour ses excellentes caractéristiques spectrales (largeur de raie inférieure à 75 kHz, intégrée sur 1 s) d'une part, et pour la qualité du faisceau qu'il émet d'autre part (faisceau gaussien de puissance relativement élevée -120 mW en continu- possédant une faible divergence, inférieure à 1 mrad). Un coupleur à fibre optique permet de séparer la lumière issue du laser et d'en injecter une part importante, jouant le rôle du signal de pompe, dans la fibre à mesurer (point A). La

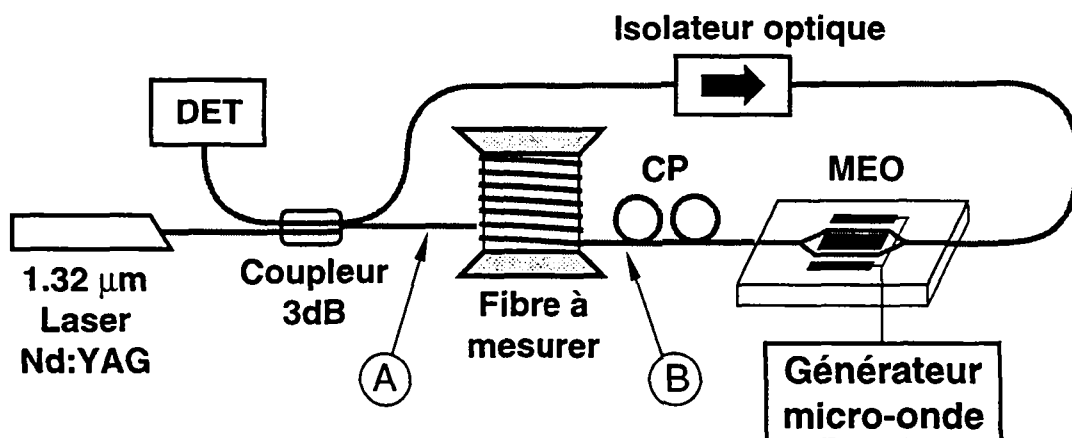


Fig.3.6 Schéma du dispositif expérimental développé pour les mesures de CGB dans les fibres optiques. CP: contrôleur de polarisation, MEO: modulateur électro-optique.

seconde branche de coupleur est utilisée pour amener la lumière laser à l'entrée du modulateur électro-optique d'intensité. Le point de fonctionnement du modulateur est fixé de manière à ce que la porteuse soit totalement supprimée, autrement dit que l'intensité transmise soit répartie dans les bandes latérales de modulation (cf. Fig. 3.5b). Un régulateur proportionnel intégrateur (PI) a été développé pour maintenir le point de fonctionnement du modulateur électro-optique au minimum de sa fonction de transfert, et ainsi compenser les dérives liées principalement aux fluctuations thermiques.

Le signal de test produit par la modulation de la lumière laser est ensuite amené à l'entrée opposée de la fibre à mesurer (point B). Un isolateur à fibre optique est inséré dans la boucle pour bloquer le signal de pompe après son passage à travers la fibre à mesurer et ainsi éviter l'apparition d'interférences au niveau du détecteur. Un contrôleur de polarisation est utilisé pour ajuster les polarisations relatives des signaux de pompe et de test. L'intensité du signal de test est mesurée avec une précision et une dynamique importante grâce à une détection synchrone rendue possible par la modulation en amplitude (fréquence 20 kHz) du signal micro-onde. Il est à noter que seul le signal de test atteint la surface du détecteur du fait de la présence de l'isolateur dans la boucle.

III.4.2. Interaction entre signaux de test et de pompe

La CGB de la fibre à mesurer est obtenue par enregistrement de l'intensité du signal de test en fonction de la fréquence de modulation f_m . Lorsque cette dernière correspond aux fréquences contenues dans la CGB de la fibre à mesurer, les ondes optiques dont la fréquence est séparée par la fréquence de modulation et se propageant en sens inverse interagissent sous l'effet de la DBS. Le dispositif de la Fig. 3.6 présente l'avantage de ne permettre une interaction qu'entre trois ondes seulement: le signal de pompe I_p (de fréquence ν_0 se propageant de A à B), la première bande latérale inférieure du signal de test I_{-1} (de fréquence $\nu_0 - f_m$) et la première bande latérale supérieure I_{+1} (de fréquence $\nu_0 + f_m$). Les bandes latérales d'ordre supérieur présentent une intensité extrêmement faible du fait du léger taux de modulation d'une part, et n'interagissent pas avec le signal de pompe d'autre part, l'écart en fréquence les séparant de la porteuse étant supérieur à au moins $2f_m$. L'évolution dans la direction z de l'intensité des trois ondes impliquées est décrite par

trois équations différentielles couplées (le sens de l'axe z correspond à la direction de propagation de la pompe):

$$\frac{dI_{-1}}{dz} = -g_B(\nu) I_p I_{-1} + \alpha I_{-1} \quad (III.16)$$

$$\frac{dI_{+1}}{dz} = g_B(\nu) I_p I_{+1} + \alpha I_{+1} \quad (III.17)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B(\nu) I_p (I_{+1} - I_{-1}) - \alpha I_p \quad (III.18)$$

où α représente le coefficient de pertes linéaires de la fibre et $g_B(\nu)$ la dépendance en fréquence du gain Brillouin. Le faible écart en longueur d'onde entre les trois ondes I_{-1} , I_{+1} et I_p (<0.1 nm) permet de faire l'hypothèse qu'elle subissent la même atténuation.

L'intensité du signal de test étant inférieur de plus de deux ordres de grandeur à celle du signal de pompe (0.02 mW par rapport à 40 mW), l'effet de l'interaction sur ce dernier peut être considéré comme négligeable. L'intensité du signal de pompe peut alors être considérée pour l'interaction comme étant constante sur une longueur égale à la longueur effective de la fibre. La longueur effective d'une fibre L_{eff} grandeur très usitée dans le traitement des effet non-linéaire, est définie par convention comme $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha$. Dès lors, la bande latérale inférieure voit son intensité croître exponentiellement lors de son parcours à travers la fibre et son intensité au point A est donnée par:

$$I_{-1}^A = I_{-1}^B \exp\{g_B(\nu) I_p^A L_{eff} - \alpha L\} \quad (III.19)$$

où I_p^A représente l'intensité du signal de pompe au point A et L la longueur de la fibre. De même, un transfert d'énergie apparaît entre la bande latérale supérieure et le signal de pompe. Si l'amplification de la porteuse est parfaitement négligeable, son intensité élevée engendre un appauvrissement important de la bande latérale supérieure, se traduisant par une diminution exponentielle de son intensité:

$$I_{+1}^A = I_{+1}^B \exp\{-g_B(\nu) I_p^A L_{eff} - \alpha L\} \quad (III.20)$$

Le transfert d'énergie résultant de l'interaction entre les trois ondes optiques en présence est représenté par le schéma de la Fig. 3.7. En filtrant le signal de test à l'aide d'un monochromateur possédant une résolution spectrale suffisamment

élevée, il est possible d'isoler successivement une ou l'autre des bandes latérales. La Fig. 3.8 illustre les processus de gain et de perte associés à l'interaction Brillouin stimulée sur les bandes latérales inférieure et supérieure. Les croix représentent les points expérimentaux alors que le trait continu la courbe de régression (exponentielle d'une distribution de Lorenz).

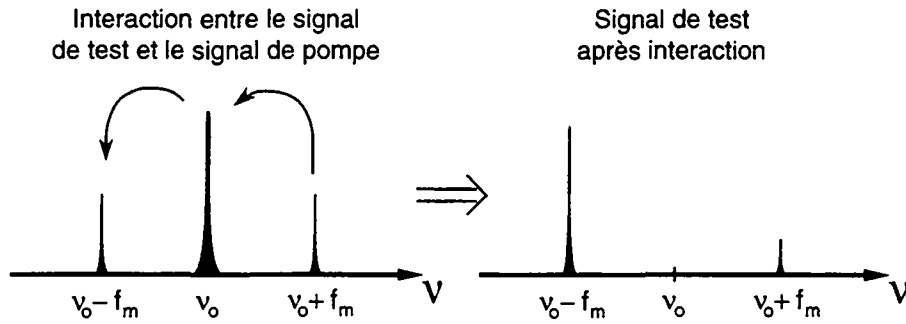


Fig. 3.7 Représentation schématique du transfert d'énergie apparaissant entre le signal de test (formé des bandes latérales de modulation) et le signal de pompe se propageant en sens inverse.

En faisant l'hypothèse que l'intensité des deux bandes latérales est à l'origine identique $I_{+1}^B = I_{-1}^B = I_S^B$, l'intensité totale détectée est simplement donnée par:

$$I_{out} = I_{-1}^A + I_{+1}^A = 2 \exp\{-\alpha L\} I_S^B \cosh\{g_B(\nu) I_p^A L_{eff}\} \quad (III.21)$$

L'intensité élevée du signal de pompe par rapport au signal de test permet une décorrélation des effets sur chacune des deux bandes latérales et engendre une relation simple en *cosinus hyperbolique*. Par ailleurs, l'hypothèse que la déplétion du

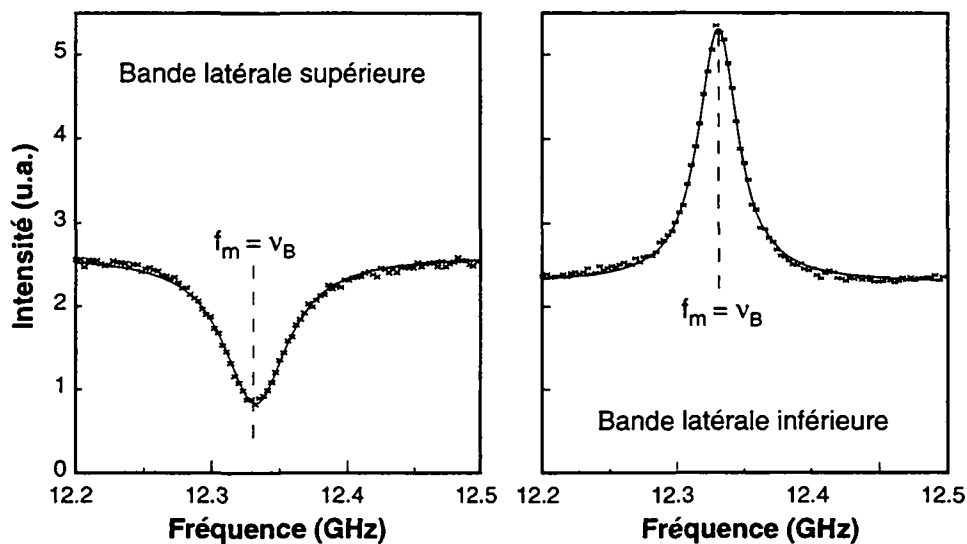


Fig. 3.8 Intensités des bandes latérales inférieure et supérieure en fonction de l'écart en fréquence avec le signal de pompe.

signal de pompe peut être négligée est d'autant plus justifiée que le transfert d'énergie du signal de pompe est partiellement compensé par l'apport d'énergie provenant de la bande supérieure.

Le profil de la CGB suivant une distribution de Lorentz (cf. Chapitre II), la dépendance en fréquence de l'intensité détectée correspond au cosinus hyperbolique d'une distribution de Lorentz. La Fig. 3.9 illustre le résultat d'une mesure réalisée sur 700 m de fibre standard télécommunication (3 % de poids molaire de GeO_2). La correspondance parfaite de la régression sur les points de mesure (représentés par des croix) démontre l'adéquation du modèle au système de mesure.

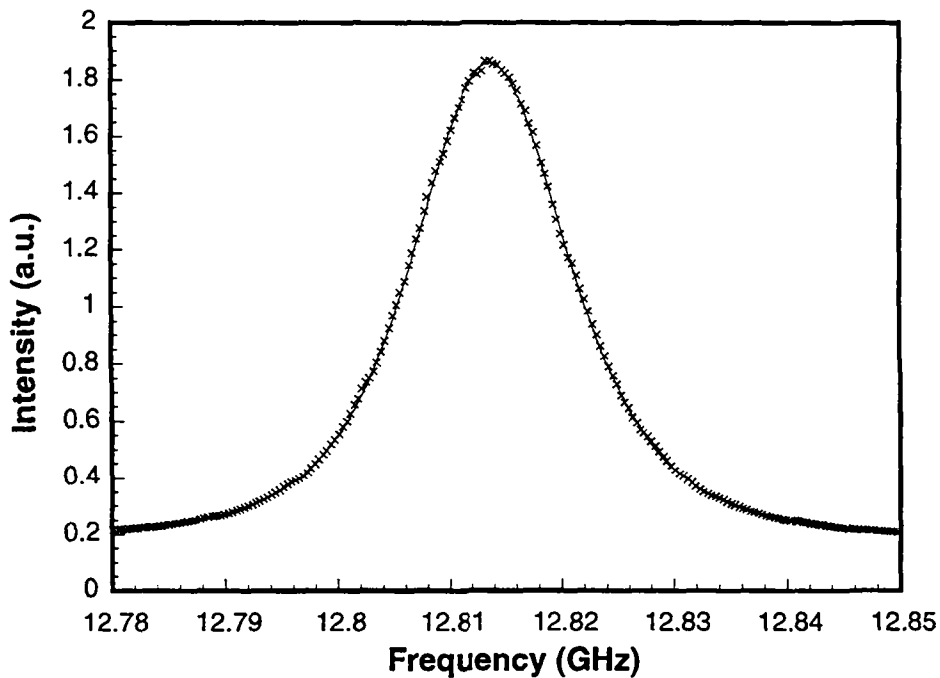


Fig. 3.9 Mesure de la courbe de gain Brillouin d'une fibre standard télécommunication de 700 m. Décalage Brillouin mesuré: 12.8138 GHz largeur de raie mesurée: 35.8 MHz.

III.4.3. Grandeurs importantes et conditions expérimentales

Certaines précautions sont indispensables pour réaliser des mesures de qualité. En particulier, une attention toute particulière doit être prêtée à l'intensité du signal de test et au conditionnement de la fibre à mesurer. L'intensité du signal de test peut être contrôlée aisément en variant la profondeur de modulation. De plus, elle s'avère critique et doit être ajustée en fonction des caractéristiques de la fibre à mesurer. En effet, si l'intensité du signal de test est trop élevée, l'appauvrissement du signal de pompe prend des proportions non-négligeable et la courbe mesurée

apparaît distordue. L'amplification du signal de test dépend du produit $I_p^A L_{eff}$. La déplétion du signal de pompe entraîne une diminution du gain et par conséquent un aplatissement de la CGB mesurée, le produit $I_p^A L_{eff}$ n'étant plus constant sur l'ensemble de la courbe de gain. La distorsion qui en résulte conduit à une surestimation de la largeur de raie Brillouin. La Fig. 3.10 démontre que pour une fibre de 700 m, et une puissance de pompe de 20 mW, le signal de test ne doit pas excéder 10 μ W.

La qualité de la mesure de la CGB d'une fibre dépend en outre des performances du système de mesure, mais également du conditionnement de la fibre elle-même. En effet, la présence d'inhomogénéités introduit des distorsions de la CGB. Il faut distinguer deux sources d'inhomogénéités potentielles: des variations de la composition du cœur de la fibre d'une part, et la présence de gradients de température et de contraintes d'autre part. Les effets des variations de température ou de contraintes sur la CGB sont traités en détail aux Chapitres V et VI. Ces deux grandeurs introduisent des modifications de la CGB et doivent par conséquent être contrôlées de manière à garantir des conditions homogènes sur toute la longueur de la fibre avant de réaliser des mesures de référence. D'une manière générale, il faut insister ici sur le fait qu'un échantillon de fibre à mesurer doit être enroulé

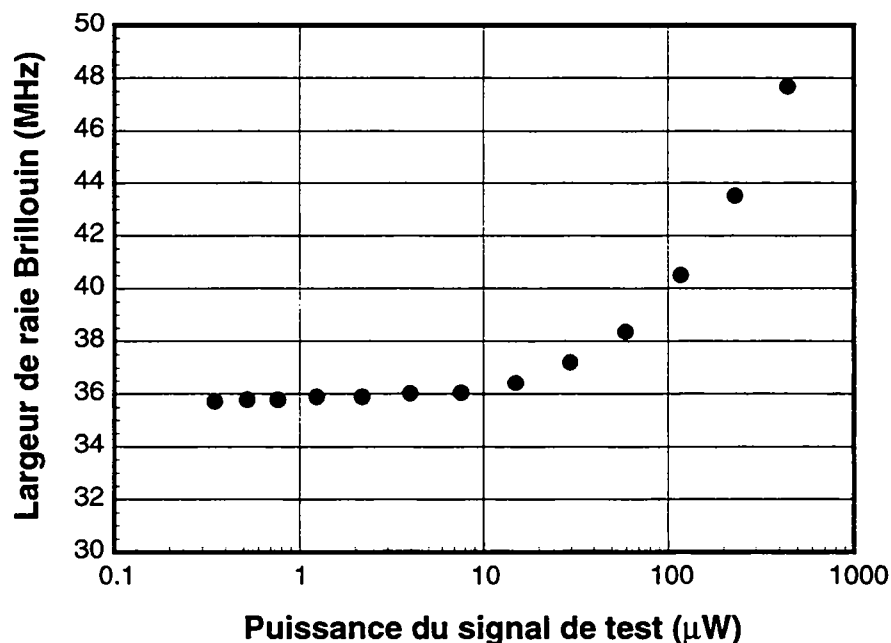


Fig. 3.10 Largeur de raie Brillouin d'une fibre standard télécommunication de 700 m mesurée en fonction de l'intensité du signal de test pour une puissance de pompe de 20 mW.

absolument sans tension et la mesure doit s'effectuer à température constante. De plus, la longueur de l'échantillon de fibre à mesurer doit être suffisante pour générer un gain assurant un bon contraste, soit quelques dizaines de mètres, et rester inférieure à un kilomètre, pour ne pas entraîner une déplétion non-négligeable du signal de pompe.

III.4.4. Performances du système de mesure

L'avantage déterminant du dispositif expérimental développé réside sans aucun doute dans l'utilisation d'une seule et même source laser pour générer les signaux de test et de pompe. Cette particularité lui confère une stabilité et une précision sans comparaison avec les systèmes utilisant deux lasers. Elle permet des mesures des paramètres de la CGB des fibres optiques faisant office de référence et de calibrer ces paramètres en fonction de l'influence de grandeurs environnementales. Elle assure également une compensation automatique des dérives lentes de la fréquence d'émission du laser et permet d'exploiter l'extrême étroitesse de sa largeur de raie "instantanée" (< 5 kHz intégrée sur 1 ms). En termes de fréquence, la résolution du système est donc excellente et dépend simplement des caractéristiques du générateur micro-onde (de l'ordre de 1 kHz en l'occurrence). Les puissances à disposition ont permis de mesurer des échantillons de fibre de longueur inférieures à 100 m. Cependant il faut noter qu'il a été possible de mesurer des segments d'une trentaine de mètres de fibre spéciale, telles que les fibres à dispersion décalées ou les fibres à compensation de dispersion. Pour une puissance donnée et par rapport aux fibres standard, l'intensité présente dans le cœur est 3 à 4 fois plus élevée du fait du confinement du mode guidé sur une surface plus restreinte. Le gain associé à la DBS s'en trouve amplifié dans des proportions identiques et il est dès lors possible de diminuer la longueur d'interaction tout en conservant le même rapport signal-sur-bruit. En augmentant encore la puissance de pompe, il est théoriquement envisageable de diminuer la longueur des échantillons de fibres à mesurer. Malheureusement, la qualité de la mesure se dégrade lorsque le gain Brillouin généré par les éléments de la boucle (bras du coupleur, isolateur à fibre optique,...) est comparable au gain apparaissant dans la fibre à mesurer. Chaque élément produit sa propre courbe de gain et il est difficile, voir impossible d'identifier la provenance de chacune des contributions de la courbe mesurée.

Finalement, pour illustrer les performances du dispositif expérimental, des mesures répétitives de CGB d'une fibre de test (140 m de fibre standard) ont été effectuées et ont montré un écart-type inférieur à 100 kHz sur la valeur du décalage Brillouin ν_B et 200 kHz sur la valeur de la largeur $\Delta\nu_B$ de la CGB.

Références du chapitre III

- [1] N.L. Rowell, P.J. Thomas, H.M. van Driel, and G.I. Stegeman, "Brillouin Spectrum of *Single-Mode Optical Fibers*", Appl. Phys. Lett., Vol. 34, p.139, 1979.
- [2] D. Heiman, D.S. Hamilton and R.W. Hellwarth, "*Brillouin Scattering Measurements on Optical Glasses*", Phys. Rev. B, Vol. 19, p. 6583, 1979.
- [3] P.J. Thomas, N.L. Rowell, H.M. van Driel, and G.I. Stegeman, "*Normal Acoustic Modes and Brillouin Scattering in Single-Mode Optical Fibers*", Phys. Rev., Vol.19, pp.4986-4998, 1979.
- [4] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy and R.M. Derosier, "*Spontaneous Brillouin Scattering for Single-Mode Fiber Characterisation*", Electron. Lett., Vol.22, p.1011, 1986.
- [5] N. Shibata, R.-G. Waarts, R. P. Braun, "*Brillouin-gain for Single-Mode Fibers Having Pure-Silica GeO₂-doped, and P₂O₅-doped Cores*", Optics Lett. Vol. 12, p.269, 1987.
- [6] T. Kurashima, T. Horigushi and M. Tateda, "*Thermal effects on the Brillouin Frequency Shift in jacketed optical silica fibers*", Appl. Opt. ,Vol.29, p. 2219, 1990.
- [7] T. Horiguchi, T. Kurashima and M. Tateda, "*Tensile Strain Dependence of Brillouin Frequency Shift in Silica Optical Fibers*", IEEE Photonics Tech. Lett., Vol.1, p.107, 1989.
- [8] M. Niklès, L. Thévenaz, P. Robert, "*Brillouin Gain Spectrum Measurements using a Single Laser Source*", in the Proceedings of the Conference on Nonlinear Guided-Wave Phenomena (NGWP'93), Cambridge UK 1993, OSA Publications, Paper MD5.
- [9] M.Niklès, L. Thévenaz, P. Robert, "*Techniques for bandwidth measurements of optical guided-wave modulators*", AGEN Mitteilungen/Communications, Stiftung Hasler-Werke, Bern, Nr. 55, Juni 1992, pp.55-60.
- [10] J.-P. von der Weid, M. Niklès, L. Thévenaz, J.-P. Pellaux and Ph. Robert. "*Simple techniques for bandwidth measurements of optical guided-wave modulators*". in the Proceedings of the European Conference on Optical Communications (ECOC'91) Paris France 1991, Paper WeB.8.5, p.533.
- [11] M. Niklès, L. Thévenaz, J.-P. von der Weid and P. Robert, "*Optical sampling using wideband electro-optic modulators*," Opt. Engineering, Vol.34, no.7, pp.2078-2083, 1995.
- [12] R.C. Alferness in "*Guided-Wave Optoelectronics*", edited by Th. Tamir, Springer-Verlag, Berlin, 1988.

IV. Le gain Brillouin et la polarisation dans les fibres optiques

Le processus de la diffusion Brillouin stimulée (DBS) se construit à partir de l'interférence de deux ondes se propageant en sens inverse l'une de l'autre, à savoir les signaux de pompe et de test. Il est dès lors naturel que l'efficacité de la DBS soit dépendante de l'état de polarisation de chacune des ondes en présence. Le caractère bidirectionnel de la DBS complique passablement l'analyse du problème et a stimulé pendant longtemps la curiosité des auteurs qui ont abordé le sujet. Stolen fut le premier en 1979 à traiter le cas de l'interaction DBS dans une fibre à maintien de polarisation [1]. Il vérifia expérimentalement que, si l'état de polarisation du signal de pompe est linéaire et parallèle à un des axes de la fibre, l'amplification du signal de test est nulle pour la polarisation linéaire orthogonale et maximale pour la polarisation linéaire parallèle. Il démontra également que si on injecte le signal de pompe polarisé linéairement à 45° par rapport aux axes de la fibre, le gain se trouve d'une part diminué de la moitié de sa valeur maximale et d'autre part reste le même pour n'importe quel état de polarisation du signal de test. Ce résultat a été longtemps utilisé comme référence et a été appliqué abusivement aux fibres standard présentant une faible biréfringence [2][3][4]. On retrouve de ce fait à plusieurs reprises dans la littérature la mention que le gain Brillouin dans les fibres à faible biréfringence est indépendant des états de polarisation des signaux de test et de pompe. Cependant, dix ans après Stolen, Horigushi *et al.* ont démontré que le coefficient de gain Brillouin dans les fibres à basse biréfringence dépend malgré tout d'une certaine manière de la polarisation. Ils ont observé des fluctuations allant de 10 à 20 % sur la valeur du gain en variant l'état de polarisation du signal de test [5].

Le problème des effets de polarisation associés à la DBS dans les fibres à basse biréfringence a été récemment abordé par O. Deventer dans le cadre de travaux portant sur les transmissions bidirectionnelles à fibres optiques [6]. En se basant sur une étude préliminaire réalisée sur l'état de polarisation de la lumière produite par diffusion Rayleigh, il a clairement décrit la problématique liée à la propagation bidirectionnelle. Il a finalement échafaudé une théorie qui permet d'expliquer les fluctuations observées par Horigushi *et al.* [7].

Le but de ce chapitre est, d'une part, de présenter une manière de traiter le cas de l'interférence de deux ondes se propageant en sens inverse l'une de l'autre dans

un milieu anisotrope et, d'autre part, de décrire une méthode permettant de réaliser des mesures calibrées de gain Brillouin dans les fibres optiques et indépendantes de la polarisation. D'une manière générale, les mesures de courbe de gain Brillouin (CGB) des fibres standard publiées jusqu'à ce jour ont toujours souffert des problèmes de polarisation, si bien que la valeur du coefficient de gain Brillouin a souvent été extrapolée ou corrigée pour tenir compte des effets de polarisation. Dans le cadre de la présente étude, il a été démontré qu'il est malgré tout possible de se soustraire des effets de polarisation et de réaliser des mesures de gain calibrées et indépendantes de la polarisation dans n'importe quel type de fibre optique unimodale. Basée sur l'utilisation de deux états de polarisation bien précis, cette nouvelle méthode s'est révélée très efficace pour mesurer tout un éventail de fibres optiques (cf. Chapitre V).

IV.1. Milieux anisotropes et états de polarisation

IV.1.1. Biréfringence et dispersion de polarisation

Une fibre ne guidant qu'un seul mode transversal (le mode LP_{01}), communément appelée fibre monomode ou unimodale, possède en réalité deux modes de polarisation. En l'absence totale de biréfringence, ces deux modes sont dégénérés, c'est-à-dire qu'ils partagent la même constante de propagation. A l'opposé, une quantité importante de biréfringence est volontairement introduite dans certaines fibres de manière à en faire des fibres dites à *maintien de polarisation*. Dans ce cas, les polarisations propres ou modes propres de la fibre présentent des constantes de propagation différentes, ce qui réduit d'autant l'efficacité de couplage entre ces deux modes (-30 dB/100 m).

Dans les fibres standard, les deux modes de polarisation sont en pratique quasiment dégénérés. Même si les procédés de fabrication des fibres optiques sont aujourd'hui capables de produire des fibres isotropes sur plusieurs kilomètres, une faible biréfringence résiduelle résultant d'un coeur légèrement elliptique ou de la présence de courbures, torsions, déformations locales, etc. est en réalité inévitable. L'état de polarisation change alors de manière aléatoire le long de la fibre et les couplages entre modes sont fréquents. De l'effet combiné de la biréfringence résiduelle et des couplage de polarisation résulte une dispersion dans le temps de parcours à travers la fibre, qui se traduit par un élargissement des impulsions. De fait, cet effet est répertorié dans les phénomènes de dispersion et est connu sous le nom

de *dispersion de polarisation*. Il faut noter qu'en pratique cet effet ne peut pas être compensé et encore moins annulé. De plus la dispersion de polarisation résultant d'un processus stochastique, pour un échantillon de fibre donné, seule une valeur moyenne peut être évaluée.

IV.1.2. Etats de polarisation

Deux outils mathématiques sont communément utilisés pour décrire l'état de polarisation de la lumière et son évolution: les vecteurs de Jones et les vecteurs de Stokes. Une description détaillée du formalisme mathématique associé à ces deux outils est donnée en annexe (cf. annexe A). Le choix de l'une ou l'autre méthode de calcul dépend de la nature du problème et de l'information que l'on cherche à dégager. Le formalisme de Stokes permet en particulier de traiter le cas de la lumière partiellement polarisée. Par ailleurs, la description de Jones comporte une information sur la phase absolue de la lumière, alors que les vecteurs de Stokes sont seulement basés sur des mesures d'intensité. Une correspondance existe entre les deux formalismes puisqu'un vecteur de Jones peut être exprimé en termes de paramètres de Stokes, mais avec une perte de l'information sur la phase absolue. La représentation sur la sphère de Poincaré associée aux paramètres de Stokes représente un apport d'informations souvent très utile, lorsqu'il s'agit en particulier de représenter l'évolution d'un état de polarisation au cours du temps.

IV.1.3. Interférence de deux ondes

Dans le cas du traitement mathématique de l'addition cohérente de deux ondes monochromatiques, le calcul de Jones s'impose naturellement du fait de la nécessité de tenir compte de l'information contenue dans les fréquences des ondes en présence. Soit deux ondes de fréquences ω_1 et ω_2 et de polarisation définies par les vecteurs de Jones J_1 et J_2 :

$$E_{tot} = E_1 + E_2 = A_1 J_1 e^{j\omega_1 t} + A_2 J_2 e^{j\omega_2 t} = A_1 \begin{pmatrix} u_{1x} \\ u_{1y} \end{pmatrix} e^{j\omega_1 t} + A_2 \begin{pmatrix} u_{2x} \\ u_{2y} \end{pmatrix} e^{j\omega_2 t} \quad (IV.1)$$

L'intensité totale est alors donnée par la somme des intensités de chacune des ondes plus une composante provenant du battement cohérent des deux ondes. La fréquence de ce signal de battement est donnée par la différence des fréquences $\omega_1 - \omega_2$.

$$\begin{aligned}
 I_{tot} &= |E_1 + E_2|^2 = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* \\
 &= |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ A_1 A_2^* \begin{pmatrix} u_{2x} \\ u_{2y} \end{pmatrix}^+ \begin{pmatrix} u_{1x} \\ u_{1y} \end{pmatrix} e^{j(\omega_1 - \omega_2)t} \right\} \\
 &= I_1 + I_2 + \text{signal de battement}
 \end{aligned} \tag{IV.2}$$

où le signe + en exposant symbolise l'opération conjugué hermitique (transposé et conjugué complexe).

Les systèmes de détection cohérente ou hétérodynes sont basés sur l'utilisation de ce signal d'interférence. Son amplitude dépend des polarisations relatives des ondes en présence: elle est maximale pour des polarisations parallèles et nulle pour des polarisations orthogonales. On peut définir un coefficient de recouvrement des polarisations ou efficacité de mélange (« mixing efficiency ») basé sur le module au carré du produit scalaire des vecteurs de Jones des deux ondes:

$$\eta = \left| \begin{pmatrix} u_{2x} \\ u_{2y} \end{pmatrix}^+ \begin{pmatrix} u_{1x} \\ u_{1y} \end{pmatrix} \right|^2, \quad 0 \leq \eta \leq 1 \tag{IV.3}$$

En utilisant la correspondance entre les formalismes de Jones et de Stokes, le coefficient η peut être exprimé en fonction des paramètres de Stokes:

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{S_{01}S_{02} + S_{11}S_{12} + S_{21}S_{22} + S_{31}S_{32}}{2 S_{01}S_{02}} \\
 &= \frac{S_1 S_2}{2 S_{01} S_{02}}
 \end{aligned} \tag{IV.4}$$

Le coefficient de recouvrement des polarisations est non seulement un paramètre d'importance capitale dans les transmissions cohérentes, où l'amplitude du signal détecté dépend directement de η , mais également dans le traitement des effets non-linéaires, tels que les diffusions stimulées Brillouin et Raman, ou encore le mélange à quatre ondes.

IV.1.4. Etats de polarisation et directions de propagation

Dans tout système bidirectionnel, l'hypothèse de réciprocité est essentielle. Elle peut s'exprimer de la manière suivante: il y a *réciprocité* si l'amplitude couplée entre un mode M_a et un mode M_b est la même que l'amplitude couplée entre ces même modes M_a et M_b lorsque l'onde se propage dans la direction opposée.

Les notions de polarisation parallèles et orthogonales sont très bien définies pour des ondes se propageant dans la même direction (cf. annexe A). Mais qu'en est-il lors du croisement de deux ondes et comment évoluent-elles dans ce cas le long d'une fibre optique? Le but de cette section est d'élargir les notions de parallélisme et d'orthogonalité dans le cas d'une propagation bidirectionnelle dans un milieu biréfringent.

Formalisme de Jones

Lorsque la direction de propagation est modifiée, un nouveau système d'axe (e'_x, e'_y, e'_z) doit être défini, où e'_z correspond à la nouvelle direction de propagation. Même s'il est courant de choisir le nouveau système d'axe droit, c'est-à-dire de sorte que $e'_z = e'_x \wedge e'_y$, le système $(e'_x, e'_y, e'_z) = (e_x, e_y, -e_z)$ s'impose presque naturellement, de manière à conserver les directions e_x et e_y inchangées, et ceci bien qu'il s'agisse d'un système gauche.

Deux états de polarisation sont par définition parallèles lorsque la forme, l'orientation et le sens de rotation de l'ellipse décrits par le vecteur champ électrique de chaque onde sont identiques. Le sens de rotation en particulier de l'ellipse -gauche ou droite- est défini par rapport au sens de propagation (par convention le long de l'axe z). Dès lors si le sens de propagation est soudain renversé, le sens de rotation est également inversé, gauche devient droite et vice versa. En fait, le déphasage entre les composantes A_x et A_y du champ électrique étant défini par rapport à l'axe z , le changement de direction inverse le signe de ce déphasage, ce qui se traduit mathématiquement par l'opération *conjugué complexe*. En conséquence de quoi, les définitions de parallélisme et d'orthogonalité dans un système bidirectionnel s'expriment de la manière suivante:

Pour des ondes se propageant dans la même direction:

$$\begin{array}{lll}
 J_1 & & \\
 \rightarrow & J_1 = J_2 & \text{Polarisations parallèles} \\
 \rightarrow & J_1^\dagger J_2^* = 0 & \text{Polarisations orthogonales} \\
 J_2 & &
 \end{array} \tag{IV.5}$$

Pour des ondes se propageant dans des directions opposées:

$$\begin{array}{lll}
 J_1 & & \\
 \rightarrow & J_1 = J_2^* & \text{Polarisations parallèles} \\
 \leftarrow & J_1^\dagger J_2 = 0 & \text{Polarisations orthogonales} \\
 J_2 & &
 \end{array} \tag{IV.6}$$

Dans un milieu réciproque, la matrice de Jones définissant le trajet retour correspond à la transposée de la matrice de Jones du trajet aller. Ceci peut être interprété physiquement par le fait que, pour chaque mode de polarisation, l'atténuation et le déphasage sont les mêmes dans les deux directions propagation.

La matrice de Jones d'un miroir réfléchissant est égal à la matrice identité:

$$M_m = I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (IV.7)$$

En l'appliquant à un vecteur J_a , on s'aperçoit qu'un miroir ne reproduit pas la polarisation identique dans le sens inverse (qui serait J_a^* du fait du changement de direction), mais inverse le sens de rotation.

$$J_r = M_m J_a = J_a \quad (IV.8)$$

En réalité un réflecteur reproduisant la même polarisation dans la direction opposée ne peut exister dans ce contexte, dans la mesure où aucune matrice associée à une fonction linéaire ne peut faire correspondre à n'importe quel vecteur son complexe conjugué.

Formalisme de Stokes

La définition même des paramètres de Stokes étant basée sur différentes mesures d'intensité (cf. annexes A), les vecteurs de Stokes décrivant des polarisations parallèles sont identiques, quelle que soit la direction de propagation. De même, deux états de polarisation sont orthogonaux s'ils sont situés aux antipodes l'un de l'autre sur la sphère de Poincaré. En résumé, deux vecteurs de Stokes normalisés S et S' sont:

$$\begin{array}{l} \textit{parallèles si} \\ \textit{orthogonaux si} \end{array} \quad S = S' \quad \begin{pmatrix} 1 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -s_1 \\ -s_2 \\ -s_3 \end{pmatrix} \quad (IV.9)$$

En ce qui concerne le sens de rotation, les états de polarisation droits sont par convention représentés dans l'hémisphère nord (supérieure) de la sphère de Poincaré, autrement dit le sens de rotation est défini comme étant droit lorsque le paramètre s_3 est positif.

A l'instar des matrices de Jones, la matrice de Müller retraçant le trajet retour correspond à la matrice transposée du trajet aller. Il existe une correspondance entre les vecteurs de Jones et de Stokes (cf. Annexe A), si bien qu'une onde monochromatique donnée par $E = A_0 \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \end{pmatrix} e^{j\omega t}$, est représentée par les paramètres de

Stokes suivants:

$$\begin{aligned} S_0 &= |A_0 u_x|^2 + |A_0 u_y|^2 \\ S_1 &= |A_0 u_x|^2 - |A_0 u_y|^2 \\ S_2 &= 2 \operatorname{Re} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} \\ S_3 &= 2 \operatorname{Im} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

Maintenant lors d'un renversement du sens de propagation, le vecteur de Jones résultant est le complexe conjugué du vecteur de Jones initial. Les paramètres de Stokes quant à eux deviennent:

$$\begin{aligned} S_0 &= |A_0 u_x|^2 + |A_0 u_y|^2 \\ S_1 &= |A_0 u_x|^2 - |A_0 u_y|^2 \\ S_2 &= 2 \operatorname{Re} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} = 2 \operatorname{Re} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} \\ S_3 &= 2 \operatorname{Im} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} = -2 \operatorname{Im} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV.11})$$

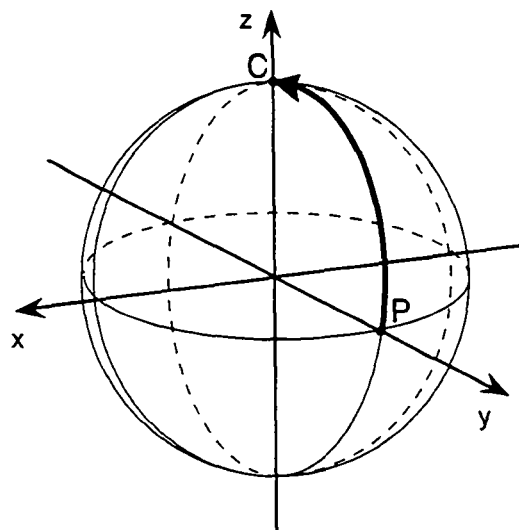


Fig. 4.1 Représentation de l'évolution de l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré d'une onde traversant une lame quart d'onde. Une polarisation linéaire à 45° (point P sur la sphère) se transforme en une polarisation circulaire droite (point C sur la sphère).

Par conséquent, à un changement de direction s'apparente un changement de signe du paramètre s_3 . Sur la sphère de Poincaré, ce changement de signe se traduit par une symétrie par rapport au plan contenant l'équateur. Pour illustrer cette opération, considérons le cas d'une lame quart-d'onde. En injectant une onde polarisée linéairement à 45° par rapport aux axes du cristal, le déphasage de π introduit par la lame modifie l'état de polarisation de telle manière que la polarisation de l'onde émergente soit circulaire droite. L'évolution de l'état de polarisation lors de la propagation au travers de la lame est représenté par une rotation sur la surface de la sphère de Poincaré, comme on peut le voir à la Fig. 4.1.

Maintenant, si une surface réfléchissante est déposée sur la surface de la lame où émerge l'onde, le sens de propagation se trouve inversé et l'onde traverse la lame dans le sens opposé. L'inversion du sens de propagation entraîne un changement de signe du paramètre s_3 , ce qui se traduit par une transformation d'une polarisation circulaire droite en une polarisation circulaire gauche. Le déphasage introduit par le trajet retour au travers du cristal ramène l'état de polarisation du pôle sud sur l'équateur de la sphère de Poincaré. La lumière émergente retrouve donc un état de polarisation linéaire qui est de surcroît orthogonal à l'état de polarisation initial.

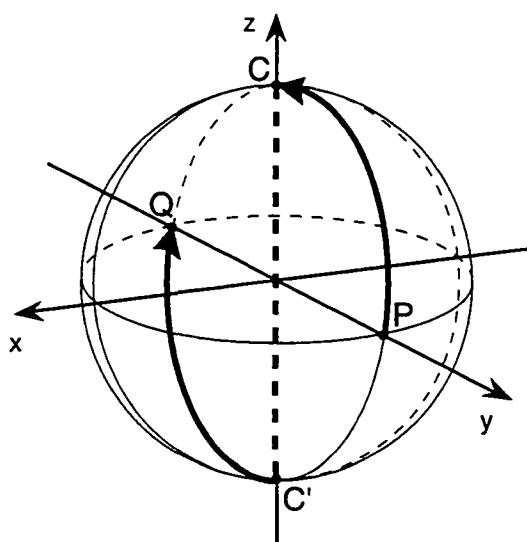


Fig. 4.2 Représentation de l'évolution de l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré d'une onde parcourant une lame quart d'onde dans un sens puis dans l'autre. Une polarisation linéaire à 45° (point P sur la sphère) se transforme en une polarisation circulaire droite (point C). La réflexion inverse le sens de rotation (passage de C à C'), enfin le parcours en sens inverse transforme la polarisation circulaire gauche en une polarisation linéaire à -45° (point Q).

La représentation sur la sphère de Poincaré des trajets aller et retour permet de s'apercevoir qu'en chaque point les états de polarisation des ondes se propageant en sens inverse se trouvent aux antipodes et sont par conséquent orthogonaux. Deventer *et al.* ont démontré que si l'orthogonalité est préservée pour des ondes se propageant dans le même sens, elle l'est également dans un système bidirectionnel [8]. Il est intéressant de noter que cette propriété est vérifiée même si le système présente des pertes dépendantes de la polarisation, ce qui n'est pas le cas dans un système unidirectionnel.

IV.2. Dépendance envers la polarisation de la DBS

L'évolution de l'état de polarisation des ondes de pompe et de test modifie directement l'amplitude de leur signal d'interférence et par là même influence la stimulation de la diffusion Brillouin par le biais de l'électrostriction. Le coefficient de recouvrement des états de polarisation de deux ondes défini dans la section IV.1.3 est par conséquent parfaitement adapté pour quantifier l'efficacité du mélange cohérent des ondes optiques en présence.

IV.2.1. Interférence de deux ondes et sens de propagation

Dans le cas de signaux de pompe et de test se propageant dans la même direction, tel que c'est le cas pour la diffusion Raman par exemple, le coefficient η_{\rightarrow} s'exprime de la manière suivante:

$$\eta_{\rightarrow} = \frac{1}{2}(S_p S_t) = \frac{1}{2}(1 + S_{p1}S_{t1} + S_{p2}S_{t2} + S_{p3}S_{t3}) \quad (IV.12)$$

où S_p et S_t représentent respectivement les vecteurs de Stokes normalisés des ondes de pompe et de test. Pour des états de polarisation parallèles et orthogonaux le coefficient η_{\rightarrow} vaut:

$$\eta_{\rightarrow}^{\parallel} = \frac{1}{2}(1 + S_1^2 + S_2^2 + S_3^2) = 1 \quad (IV.13)$$

$$\eta_{\rightarrow}^{\perp} = \frac{1}{2}(1 - S_1^2 - S_2^2 - S_3^2) = 0 \quad (IV.14)$$

avec $|S_{pi}| = |S_{ti}| = |S_i|$, $i=1, 2, 3$.

Maintenant, la situation est différente, lorsque les signaux de pompe et de test se propagent dans des directions opposées, comme c'est le cas pour la diffusion

Brillouin stimulée. D'une manière générale, lors du mélange cohérent de deux ondes, l'amplitude du signal d'interférence est maximum si, l'orientation, l'ellipticité et le sens de rotation de la polarisation sont les mêmes pour les deux ondes, par rapport à une *direction donnée*, ou autrement dit observé depuis un seul et même point, une extrémité d'une fibre par exemple. Plus précisément l'interférence est maximale lorsque les vecteurs champ électrique de chaque onde sont localement parfaitement superposés. Dans le cas d'un système bidirectionnel, l'évolution des ondes se propageant dans des directions opposées est décrite dans des référentiels différents. Ainsi, comme il l'a été démontré à la section IV.1.4, un changement de direction inverse le sens de rotation, droite devenant gauche. On est par conséquent confronté à une situation qui peut paraître au premier abord paradoxale, où dans ce contexte particulier, deux ondes polarisées orthogonalement produisent un signal d'interférence non-nul. En tenant compte du changement de référentiel associé au changement de direction, le coefficient de recouvrement des polarisations η_{\leftrightarrow} lors du croisement de deux ondes s'exprime de la manière suivante:

$$\eta_{\leftrightarrow} = \frac{1}{2}(1 + S_{p1}S_{i1} + S_{p2}S_{i2} - S_{p3}S_{i3}) \quad (IV.15)$$

Dans le cas particulier où les états de polarisation sont, selon les critères décrits dans la section IV.1.4, respectivement parallèles et orthogonaux les valeurs du coefficient η_{\leftrightarrow} sont données par:

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\parallel} = \frac{1}{2}(1 + S_1^2 + S_2^2 - S_3^2) = 1 - S_3^2 \quad (IV.16)$$

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\perp} = \frac{1}{2}(1 - S_1^2 - S_2^2 + S_3^2) = S_3^2 \quad (IV.17)$$

On s'aperçoit ainsi que, dès que le paramètre s_3 est différent de zéro, le croisement de deux ondes polarisées orthogonalement produit un signal d'interférence non-nul. Autrement dit, seuls les états de polarisation orthogonaux linéaires ne génèrent pas d'interférence. A l'opposé, deux états de polarisation parallèles circulaires n'interfèrent pas, alors que l'interférence est maximale dans le cas de polarisations circulaires orthogonales.

IV.2.2. États de polarisation alignés et croisés

Dans un système bidirectionnel, les notions d'orthogonalité et de parallélisme apparaissent comme mal adaptées pour traiter le cas de l'interférence de plusieurs ondes. D'où la nécessité de qualifier différemment les états de polarisation suivant

qu'ils produisent ou non des interférences. En se basant sur l'observation des vecteurs champ électrique à un instant donné et non plus sur leurs évolutions au cours du temps, de nouveaux critères peuvent être établis. En toute généralité, on choisit de désigner deux états de polarisation qui produisent un signal d'interférence d'amplitude maximale, comme étant *alignés*, et deux états qui n'interfèrent pas, comme *croisés*. En fait cette distinction repose uniquement sur la position relative des vecteurs champs électriques à un instant donné et est valable quel que soit le sens de propagation. Pour illustrer ce concept, reprenons l'exemple décrit par la Fig. 4.2, soit une lame quart-d'onde à laquelle une surface réfléchissante a été déposée sur une des faces. Ainsi, si une onde polarisée linéairement à 45° par rapport aux axes du cristal est injectée à l'une des extrémités de la lame, l'onde réfléchie est, sur le trajet retour, en tout point orthogonale à l'onde se propageant dans le sens aller. Néanmoins, si à l'entrée de la lame, les polarisations initiales et finales sont linéaires et croisées, ne produisant donc aucune interférence, elles sont circulaire et alignées sur la surface du miroir et interfèrent parfaitement. Par conséquent, le coefficient de recouvrement de polarisation η_{\leftrightarrow} augmente progressivement de 0 à 1 d'un bout à l'autre de la lame, comme on peut le voir à la Fig. 4.3.

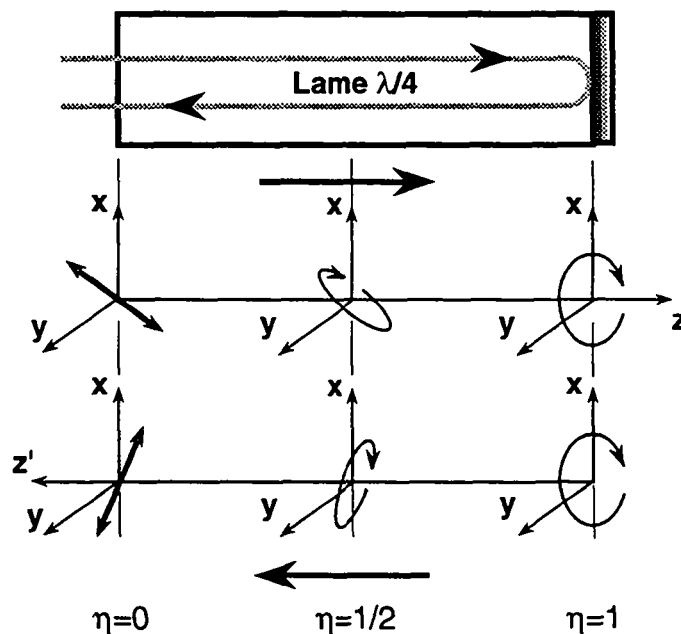


Fig. 4.3 Evolution de l'état de polarisation lors du trajet aller et retour dans une lame quart-d'onde, lorsque la polarisation incidente est linéaire à 45° par rapport aux axes du cristal.

IV.2.3. Stimulation de la diffusion Brillouin par électrostriction

En terme de stimulation de la diffusion Brillouin, le gain que rencontre le signal de test dépend de plusieurs paramètres tels que l'intensité du signal de pompe, la longueur d'interaction, etc. (cf. Chapitre II), mais se trouve surtout modulé par les variations du coefficient de recouvrement des polarisations η . L'efficacité de l'électrostriction reposant sur l'intensité du signal d'interférence entre les signaux de pompe et de test, la stimulation peut être maximale ou absente suivant les valeurs que prend le coefficient η_{\leftrightarrow} .

Plusieurs cas de figure sont susceptibles de se présenter selon le type et la quantité de biréfringence des fibres optiques utilisées. Dans le cas d'une fibre sans biréfringence linéaire (ou ne contenant que de la biréfringence circulaire) et un signal de pompe polarisé linéairement ($s_3=0$), le coefficient η_{\leftrightarrow} est maximum pour une polarisation linéaire alignée et nul pour une polarisation linéaire croisée.

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\perp} = 0 \quad (IV.18)$$

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\parallel} = 1 \quad (IV.19)$$

Les polarisations circulaires étant les modes propres des fibres ne présentant que de la biréfringence circulaire, elles ne subissent aucune modification au cours de leur propagation au travers de la fibre. Dès lors, le coefficient η_{\leftrightarrow} vaut également respectivement 1 et 0 pour des polarisations alignées et croisées. Pour tous les autres états de polarisation, la valeur du coefficient η_{\leftrightarrow} dépend du paramètre s_3 et se calcule à partir des équations (IV.16) et (IV.17).

Une fibre à forte biréfringence linéaire telles que les fibres à maintien de polarisation se comporte du point de vue de l'évolution de l'état de polarisation de la même façon qu'un cristal biréfringent. De ce fait, si l'état de polarisation de l'onde de pompe est linéaire et aligné sur un des axes de la fibre, il reste inchangé sur tout le trajet au travers de la fibre, et le coefficient η_{\leftrightarrow} vaut 1 ou 0 selon que les polarisations sont alignées ou croisées. En revanche, si on injecte un signal de pompe polarisé linéairement à 45° par rapport aux axes de la fibre, la situation est tout à fait similaire à celle de la lame quart-d'onde décrite par la Fig. 4.3. L'évolution du paramètre s_3 en fonction de la longueur de la fibre est simplement donnée par $s_3 = \cos(\phi)$, où ϕ représente le déphasage accumulé entre l'axe rapide et l'axe lent de la fibre. Ce

dernier augmente linéairement avec la longueur de la fibre, si bien que sur une distance correspondant à la longueur de battement, le coefficient η_{\leftrightarrow} vaut:

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\perp} = s_3^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2(\phi) d\phi = \frac{1}{2} \quad (IV.20)$$

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\parallel} = 1 - s_3^2 = \frac{1}{2} \quad (IV.21)$$

Cette relation apporte une explication aux résultats expérimentaux publiés par Stolen *et al.* en 1979 [1].

Dans les fibres à basse biréfringence, telles que les fibres produites pour les télécommunications, l'évolution de l'état de polarisation est souvent assimilée à un mouvement tridimensionnel Brownien [9]. Du point de vue de la dispersion de polarisation, une fibre à basse biréfringence peut être modélisée comme la concaténation aléatoire d'éléments biréfringents. L'orientation des axes de chacun des tronçons biréfringents étant aléatoire, l'état de polarisation subit à chaque fois une rotation sur la surface de la sphère de Poincaré. Le résultat final représente un parcours aléatoire sur la surface de la sphère, qui peut être assimilé à un mouvement tridimensionnel Brownien. Les trois dimensions sont identifiées par, les deux axes de rotation sur la sphère, et l'angle de rotation. A partir d'une certaine longueur, l'état de polarisation se trouve distribué uniformément sur la surface de la sphère de Poincaré. Dès lors, les paramètres s_1 , s_2 et s_3 étant indépendants, la relation $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$ implique que, sur toute la longueur, le carré de chaque paramètre présente une égale probabilité de 1/3. Cette hypothèse permet d'établir le résultat important suivant:

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\perp} = \frac{1}{3} \quad (IV.22)$$

$$\eta_{\leftrightarrow}^{\parallel} = \frac{2}{3} \quad (IV.23)$$

Ce résultat peut être interprété physiquement de la manière suivante: pour un état de polarisation donné, les deux tiers de la puissance du signal de pompe sont utilisées à l'amplification de la composante parallèle du signal de test et le tiers restant à celle de la composante orthogonale. La Fig. 4.4 illustre les deux situations extrêmes pouvant se présenter dans une fibre à basse biréfringence. Dans le premier cas, les états de polarisation des signaux de pompe et de test se trouvent alignés dans les endroits où ils sont linéaires, alors que dans le second cas, ils apparaissent alignés lorsqu'ils sont circulaires.

Il est intéressant de noter que dans une fibre à basse biréfringence, dès que la distance d'interaction est de l'ordre de la longueur de battement de la fibre, il est impossible d'annuler complètement le gain Brillouin. Ce résultat montre également que le gain Brillouin dans ce cas n'est pas, comme il l'a été mentionné par le passé dans la littérature, indépendant de l'état de polarisation du signal de test, mais présente des fluctuations qui peuvent aller jusqu'à 33%.

IV.2.4. Gain Brillouin et dispersion de polarisation

Du point de vue du gain Brillouin $g_B(\nu)$, une fibre à basse biréfringence se comporte d'une manière très différente d'une fibre à maintien de polarisation. Il est possible de déterminer avec exactitude le coefficient de gain g_B , ou autrement dit la valeur maximale de la courbe de gain d'une fibre à maintien de polarisation en s'assurant que les signaux de pompe et de test présentent des polarisations linéaires

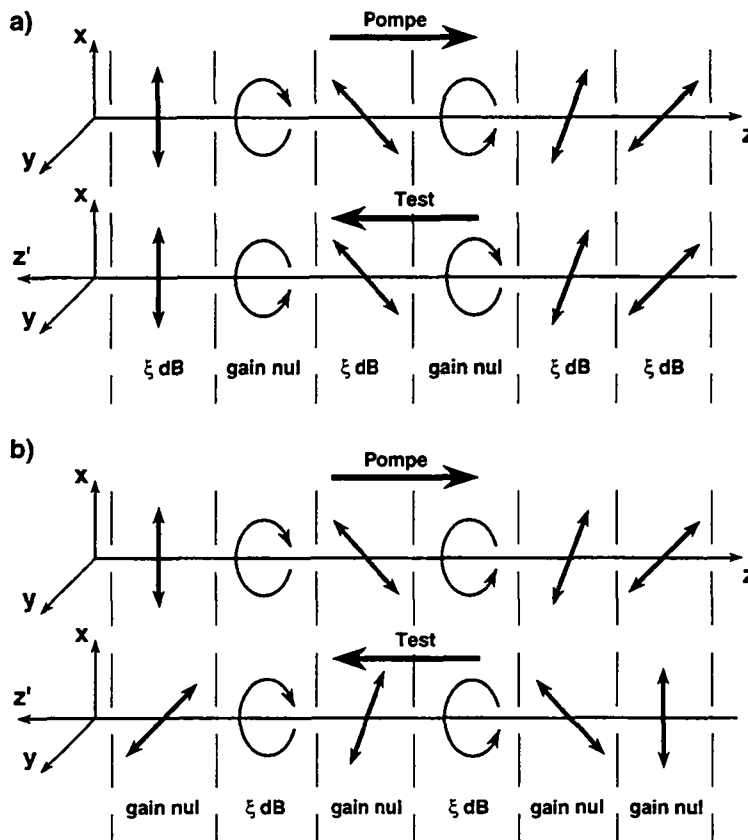


Fig.4.4 Illustration de la dépendance du gain Brillouin envers la polarisation dans les fibres biréfringentes. a) L'état de polarisation du signal de test est aligné à celui du signal de pompe à la sortie de la fibre. Le gain sur la longueur totale de la fibre vaut 4ξ dB. b) L'état de polarisation du signal de test est croisé par rapport à celui du signal de pompe à la sortie de la fibre. Le gain sur la longueur totale de la fibre vaut cette fois-ci 2ξ dB.

et alignées selon un des axes de la fibre. En revanche, il est malheureusement impossible de le mesurer directement dans une fibre standard. Le résultat ci-dessus implique que la valeur mesurée est obligatoirement comprise entre un tiers et deux tiers de la vraie valeur de la fibre testée, si les états de polarisation des ondes en présence au cours du temps se répartissent uniformément sur la sphère de Poincaré. La validité de cette dernière hypothèse est difficilement vérifiable dans la mesure où la longueur minimum de fibre pour assurer un mélange suffisant des polarisations varie d'une fibre à l'autre, dépend du conditionnement de la fibre, de sa biréfringence intrinsèque, et de la fréquence des couplages de polarisations. A l'opposé, il serait théoriquement possible de déterminer le coefficient de gain en mesurant des longueurs de fibre bien inférieures à la longueur de battement de la fibre (i.e. des longueurs de l'ordre du mètre), de manière à ce que l'état de polarisation puisse être considéré comme constant sur toute la distance d'interaction. Néanmoins en pratique, la longueur minimale de fibre nécessaire à générer un gain suffisamment élevé pour garantir une mesure de qualité étant de l'ordre de quelques dizaines de mètres, cette option n'est pas envisageable. Cependant, il a été possible de se soustraire des problèmes liés à l'évolution aléatoire de la polarisation et de déterminer avec précision le coefficient de gain Brillouin dans n'importe quelle fibre optique grâce à une technique astucieuse basée sur deux mesures successives de courbe de gain utilisant deux états de polarisation bien précis. Les conditions expérimentales pour déterminer la valeur du coefficient de gain g_B d'une fibre sont décrites dans la section suivante.

La dépendance envers la polarisation de la diffusion Brillouin stimulée permet d'observer l'évolution de l'état de polarisation le long d'une fibre optique et d'en tirer des informations sur la dispersion de polarisation de la fibre testée. Il est en effet possible en réalisant des mesures distribuées avec une résolution spatiale suffisamment élevée (en relation avec la vitesse à laquelle évolue l'état de polarisation), de mesurer le contraste de gain localement dans la fibre. Les variations de gain étant directement en relation avec le mélange des polarisations des signaux de pompe et de test, les modifications du contraste fournissent une information sur l'évolution de la polarisation et indirectement sur la biréfringence à différents endroits dans la fibre. Cette particularité de la DBS est abordée plus en détail au Chapitre VI.

IV.3. Mesure du coefficient de gain Brillouin

Bien que développé en relation avec le montage expérimental décrit au Chapitre III, la méthode de mesure du coefficient Brillouin de fibres optiques décrite ici peut s'appliquer à n'importe quelle technique de mesure de la courbe de gain Brillouin (CGB). Néanmoins, le développement présenté ci-après est basé sur le modèle de l'interaction à trois ondes développé dans le cadre de ce travail, mais peut aisément être adapté à la méthode traditionnelle utilisant deux lasers.

En tenant compte du coefficient de recouvrement des polarisations le long de la fibre, l'intensité du signal de test à la sortie de la fibre peut être exprimé de la manière suivante:

$$\begin{aligned} I_{out} &= 2 \exp\{-\alpha L\} I_S^B \cosh\left\{\eta g_B(\nu) I_p^A L_{eff}\right\} \\ &= I_o \cosh\left\{\eta g_B(\nu) I_p^A L_{eff}\right\} \end{aligned} \quad (IV.24)$$

La valeur du coefficient η est comprise entre 0 et 1, et varie suivant les états de polarisation respectifs des signaux de test et de pompe, le type de fibre mesurée et le degré de mélange des polarisations. Il faut noter que cette relation n'est valable que si les bandes latérales de modulation constituant le signal de test partagent le même état de polarisation partout le long de la fibre. En terme de longueur d'onde, l'écart entre les deux bandes latérales est très faible. Une différence de fréquence 25 GHz ne correspond, en effet, qu'à 0.14 nm à 1310 nm. Le déphasage $\Delta\phi$ introduit sur une distance L par une différence Δn d'indice de refraction vaut:

$$\Delta\phi = \Delta n k L = \frac{2\pi \nu}{c_0} \Delta n L \quad (IV.25)$$

La variation de ce déphasage en fonction de la fréquence optique ν se calcule par différentiation, et pour une longueur L on peut écrire:

$$\begin{aligned} \delta\phi &= \frac{d \Delta\phi}{d\nu} \delta\nu = \left(\frac{2\pi}{c_0} \Delta n L + \frac{2\pi \nu}{c_0} \frac{d\Delta n}{d\nu} L \right) \delta\nu \\ &= \frac{2\pi}{c_0} \Delta N L \delta\nu \end{aligned} \quad (IV.26)$$

où ΔN se rapporte à l'indice de groupe, définit par: $\Delta N = \Delta n + \nu \frac{d\Delta n}{d\nu}$ (IV.27)

La relation (IV.26) permet de calculer la longueur critique L_{crit} qui introduit un déphasage $\delta\phi = \pi$ entre les deux composantes (séparée par une valeur de $\delta\nu$ en fréquence) en fonction de la biréfringence de la fibre.

$$L_{crit} = \frac{c_0}{2 \Delta N \delta\nu} \quad (IV.28)$$

Pour un écart en fréquence de 25 GHz entre les deux composantes de la longueur critique pour une fibre à faible biréfringence (10^{-6}) s'élève à 5800 mètres. De ce fait, la biréfringence des fibres testées étant considérée comme faible, inférieure à 10^{-6} , cet écart apparaît suffisamment étroit pour que l'hypothèse faite ici ne soit nullement restrictive sur des longueurs de l'ordre d'une centaine de mètres.

Le contrôleur de polarisation placé sur le trajet du signal de test avant la fibre à mesurer (cf. Fig.3.6) permet de varier arbitrairement l'état de polarisation du signal de test et de couvrir ainsi toutes les possibilités de recouvrement avec l'état de polarisation du signal de pompe, quel qu'il soit. Il est en particulier possible d'ajuster l'état de polarisation du signal de test, de manière à maximiser, respectivement minimiser, le contraste de mesure du gain. Quelle que soit la fibre, l'orthogonalité entre les états de polarisation du signal de test dans ces deux cas précis (cf. section IV.2) permet de postuler que les coefficients de recouvrement valent respectivement $\eta_{\leftrightarrow}^{\parallel}$ lorsque le contraste est maximum et $\eta_{\leftrightarrow}^{\perp} = 1 - \eta_{\leftrightarrow}^{\parallel}$ lorsqu'il est minimum. En réalité, il est théoriquement possible de travailler avec n'importe quelle paire d'états de polarisation aligné-croisé. Toutefois en pratique, il est seulement envisageable de rechercher les extrema de la valeur du contraste de gain en ajustant la polarisation du signal de test. En réalisant deux mesures de courbe de gain présentant successivement un contraste maximum et minimum, on détermine:

$$I_{out}^{max} = I_o \cosh\left\{\eta_{\leftrightarrow}^{\parallel} g_B(\nu) I_p^A L_{eff}\right\} \quad (IV.29)$$

$$I_{out}^{min} = I_o \cosh\left\{\left(1 - \eta_{\leftrightarrow}^{\parallel}\right) g_B(\nu) I_p^A L_{eff}\right\} \quad (IV.30)$$

En sommant l'arc cosinus hyperbolique de chacune des deux courbes de mesures, on obtient une relation pour le gain Brillouin qui ne dépend plus du coefficient de recouvrement des polarisations:

$$\text{Acosh}\left(\frac{I_{out}^{min}}{I_o}\right) + \text{Acosh}\left(\frac{I_{out}^{max}}{I_o}\right) = g_B(\nu) I_p^A L_{eff} \quad (IV.31)$$

La longueur effective de la fibre L_{eff} de mesure est calculée à partir de sa longueur physique L et de son atténuation α : $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha$. L'intensité du signal de pompe est quant à elle déterminée en mesurant la puissance injectée P_p et en estimant la surface effective A_{eff} de la fibre à partir de la valeur du diamètre du mode guidé: $I_p^A = P_p / A_{eff}$. En déterminant le maximum des deux courbes de

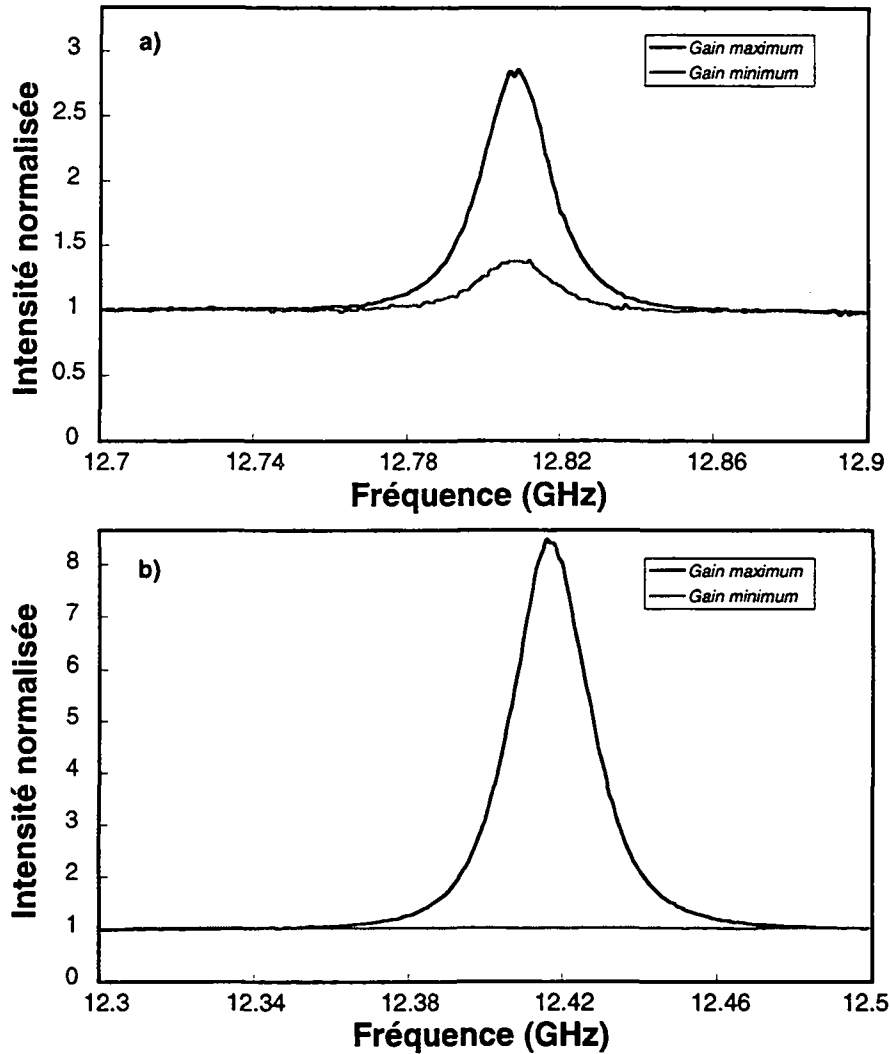


Fig. 4.5 *Contraste maximum et minimum dans la mesure du gain Brillouin dans: a) 140 m de fibre télécommunication à basse biréfringence, b) 140 m de fibre à dispersion décalée à haute biréfringence*

régression sur les mesures I_{out}^{max} et I_{out}^{min} , le coefficient de gain Brillouin de la fibre g_0 est alors facilement calculé grâce à la formule ci-dessus. Les détails associés à la procédure de mesure de la courbe de gain Brillouin sont expliqués dans le chapitre suivant. En particulier une méthode de mesure facile à mettre en oeuvre de la surface effective des fibres est présentée.

La Fig. 4.5 illustre la dépendance du gain Brillouin envers la polarisation que peuvent présenter une fibre standard à basse biréfringence (Fig. 4.5.a) et une fibre à dispersion décalée contenant une forte biréfringence (Fig. 4.5.b). Dans le premier cas, les contrastes maximum et minimum valent respectivement 67% et 33% de la valeur du coefficient de gain Brillouin mesuré $g_0 = 2.6 \times 10^{-12} \text{ m/W}$. La répartition 2/3-1/3 du gain Brillouin est ici confirmée, ce qui témoigne de surcroît d'un excellent mélange des polarisations tout au long des 140 m de fibre. Dans le second cas, la biréfringence de

la fibre est telle qu'une polarisation linéaire alignée selon un des axes de la fibre, ne subit aucune modification le long de la fibre. Par conséquent, le comportement de cette fibre est tout à fait similaire à celui d'une fibre à maintien de polarisation et, le contraste de gain est maximum, respectivement minimum lorsque les polarisations des signaux de pompe et de test sont linéaires alignés, respectivement croisés. Le contraste de mesure étant nul pour des états de polarisation linéaires croisés, le coefficient de gain Brillouin peut être déterminé directement à partir de la mesure présentant un contraste maximum. Il vaut ici $g_o = 2.55 \times 10^{-12} \text{ m/W}$. Différentes fibres de provenance diverse ont été testées, de manière à déterminer les caractéristiques associées à la diffusion Brillouin. Ces mesures sont rapportées et commentées tout au long du chapitre suivant.

Références du Chapitre VI

- [1] R. H. Stolen, "Polarisation effects in fiber Raman and Brillouin lasers," IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-15, no.10, pp. 1157-1161, 1979.
- [2] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Academic Press, Boston, 1989.
- [3] D. Cotter, "Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber," J. Opt. Communications, Vol. 4, no 1, pp. 10-19, 1983.
- [4] D. Cotter, "Observation of stimulated Brillouin scattering in low-loss silica fiber at 1.3 μm ," Electron. Lett., Vol.18, no.12, pp.495-496, 1982.
- [5] T. Horigushi, M. Tateda, N. Shibata, Y. Azuma, "Brillouin gain variations due to a polarization-state change of the pump or Stokes field in standard single-mode fibers," Optics Lett., Vol.14, no.6, pp.329-331, 1989.
- [6] M.O. Deventer, "Fundamentals of Bidirectional Transmission over a Single Optical Fiber", Solid-State Science and Technology Library, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996.
- [7] M.O. Deventer and A.J. Boot, "Polarization Properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single-Mode Fibers", J. Lightwave Technol., Vol. LT-12, p.585, 1994.
- [8] M.O. Deventer, "Preservation of polarization orthogonality of counter propagating waves through dichroic birefringent optical media: proof and application", Electron. Lett., Vol.27, pp.1538-1539, 1991.
- [9] G.J. Foschini, C.D. Poole, "Theory of polarization dispersion in single-mode fibers," J. Lightwave Technol., Vol.9, no.11, pp.1439-1456, 1991.

V. Les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin

Le but du présent chapitre est de présenter une synthèse de l'ensemble des connaissances accumulées sur la courbe de gain Brillouin (CGB) dans les fibres optiques. Une large palette de fibres optiques a, en effet, été caractérisée en termes de paramètres définissant la CGB afin de réunir toutes les informations nécessaires au développement d'un système de mesure distribuée. Dans un second temps, la dépendance de ces paramètres envers la température et les contraintes appliquées a été abordée dans le but d'étudier la potentialité d'un capteur de température ou de contrainte utilisant la diffusion Brillouin stimulée (DBS) dans les fibres optiques. La méthode de mesure de la CGB développée dans le cadre de ce travail (décrite au Chapitre III) a permis de réaliser une série de mesures de calibrage de grande précision. Ainsi, en incluant les paramètres mesurés dans un modèle, la possibilité de concevoir une fibre spécialement adaptée à ce type de capteur a pu être envisagée.

V.1. Les fibres optiques et leurs caractéristiques

Schématiquement, une fibre optique est réalisée en intégrant des dopants dans une structure cylindrique de manière à en changer l'indice de réfraction localement et reproduire un profil d'indice bien précis. La structure guidante obtenue est telle que, un ou plusieurs modes peuvent se propager, suivant les caractéristiques géométriques de la fibre et la longueur d'onde de la lumière. La théorie modale des fibres optiques est décrite en détail dans de nombreux ouvrages (par exemple se référer à [1] - [4]). Elle ne sera, par conséquent, pas abordée dans ces lignes. Retenons simplement que les fibres utilisées ici sont des fibres ne supportant qu'un seul mode à la longueur d'onde de travail et que la dénomination "fibre optique" sous-entend ici implicitement le caractère unimodal de celle-ci. Admettons également que le guidage reste faible du fait de la faible différence d'indice, et que les courbures macroscopiques sont suffisamment peu prononcées pour que la fibre puisse être considérée comme un guide rectiligne. Dans ces conditions, les composantes longitudinales du champ électromagnétique sont négligeables devant ses composantes transversales. De ce fait, en régime linéaire, la répartition transverse des champs est déterminée par les caractéristiques optiques et géométriques de la fibre et peut être découplée de l'évolution temporelle de l'amplitude des champs. Une bonne approche consiste alors à considérer les ondes guidées comme des "ondes planes", avec toutefois leurs étendues limitées par les dimensions du mode guidé. Ce

qui nécessite l'introduction de la notion de surface effective, définie à partir du diamètre du mode. L'intensité est alors tenue pour constante sur toute cette surface. Cette approximation est largement utilisée pour le traitement des effets non-linéaires dans les fibres optiques, d'où l'importance de disposer d'une mesure précise du diamètre du mode guidé. La section V.2 traite de la problématique de la détermination de la surface effective.

Le but de la présente section est de passer en revue les paramètres qui caractérisent une fibre optique de manière à pouvoir, par la suite, mettre en relation les grandeurs importantes de la CGB avec les propriétés de chaque fibre.

V.1.1. L'atténuation

Les pertes de propagation sont généralement décrites par une décroissance exponentielle de la puissance P le long de la fibre:

$$P(z) = P_{in} \exp(-\alpha z) \quad (V.1)$$

où P_{in} correspond à la puissance injectée à l'entrée de la fibre, et α représente le coefficient d'atténuation. Ce dernier est en pratique exprimé en décibels par kilomètre et, pour une fibre de longueur L , il se calcule de la manière suivante:

$$\alpha' [dB/km] = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P(L)}{P_{in}}\right) = 4.343 \times 10^3 \alpha [m^{-1}] \quad (V.2)$$

Cette formulation sous-entend une équi-répartition des pertes de propagation sur la longueur L . Dans le cas où cette hypothèse n'est pas vérifiée, la longueur totale de la fibre doit être subdivisée en petits tronçons sur lesquels les pertes sont réparties de manière homogène, et un coefficient α attribué à chaque tronçon.

La silice amorphe (SiO_2) s'est rapidement imposée comme matériau de base pour la réalisation de fibres optiques du fait de ses excellentes propriétés optiques et, en particulier, sa très faible atténuation dans le proche infrarouge (0.15 dB/km aux alentours de 1.55 μm). L'atténuation de la silice dans le visible et le proche infrarouge est principalement gouvernée par trois phénomènes, comme on peut le voir à la Fig. 5.1: l'absorption UV, l'absorption IR et la diffusion Rayleigh.

Absorption UV: Les transitions électroniques du SiO_2 entre niveaux atomiques génèrent de fortes bandes d'absorption dans l'ultraviolet. Les queues de ces bandes d'absorption s'étendent jusque dans le proche infrarouge. Cette contribution est

néanmoins très faible pour des longueurs d'onde supérieures à $0.8 \mu\text{m}$ (inférieure à 0.02 dB/km).

Absorption IR: Dans l'infrarouge, les transitions vibrationnelles du SiO_2 , cette fois entre niveaux moléculaires, donnent lieu à de fortes bandes d'absorptions s'étalant de 9 à $36.4 \mu\text{m}$. Du fait de l'importance de ces dernières, cette contribution domine très nettement à partir de $1.6 \mu\text{m}$.

La diffusion Rayleigh: Comme la silice est un milieu amorphe, la densité du matériau peut fluctuer localement, donnant lieu à des variations locales et aléatoires de l'indice de réfraction. La lumière est partiellement réfléchi, créant une diffusion de lumière uniformément répartie selon toutes les directions. La diffusion Rayleigh est d'autant plus importante que la longueur d'onde est courte, et la section efficace de diffusion est proportionnelle à λ^{-4} . Sa contribution à l'atténuation domine entre 0.6 et $1.6 \mu\text{m}$, c'est-à-dire entre les queues des bandes d'absorption IR et UV.

Par ailleurs, la présence d'impuretés, même en très faible concentration, contribue à modifier sensiblement le profil spectral des pertes de la silice. En pratique, la présence d'eau sous forme de ions OH^- est quasiment inévitable. Le ion OH^- possède une résonance moléculaire qui se traduit par un important pic d'absorption à $2.73 \mu\text{m}$ dont les harmoniques, apparaissant à 1.37 et $0.95 \mu\text{m}$ sont préjudiciables à la transparence des fibres. La combinaison des fréquences de résonance de la molécule

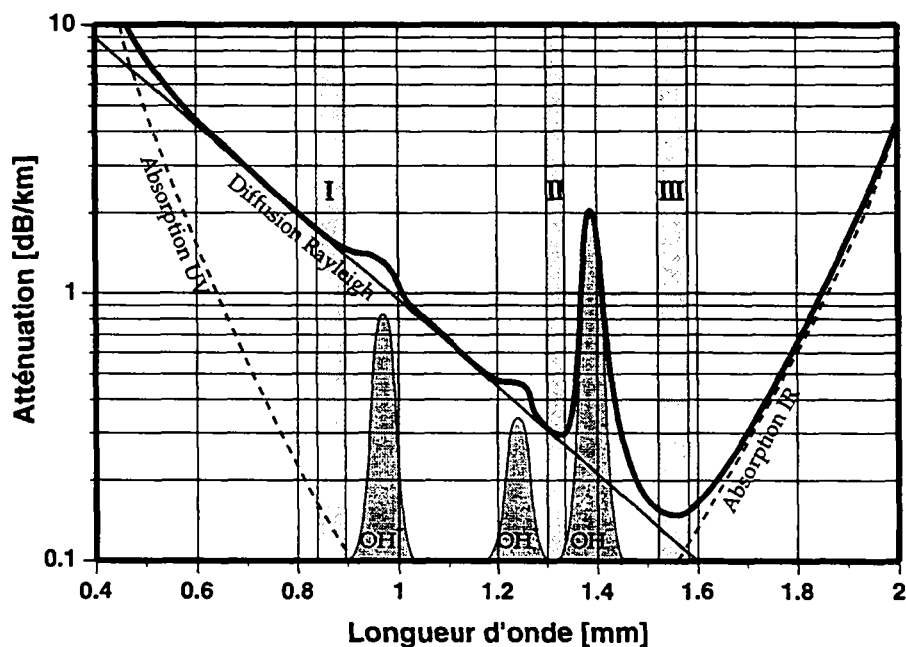


Fig. 5.1 Profil spectral de l'atténuation de la silice amorphe (SiO_2).

de SiO₂ avec celle de l'ion OH⁻ explique la présence du pic d'absorption apparaissant à 1.23 μm. Ces différents processus d'atténuation définissent les trois fenêtres spectrales I, II, et III utilisées pour les télécommunications à fibres optiques.

Les dopants introduits volontairement dans le coeur de fibre pour assurer la fonction de guide d'onde de la fibre contribuent également à l'augmentation des pertes de propagation, et ceci principalement à cause de l'intensification de la diffusion Rayleigh. Plusieurs dopants sont couramment utilisés dans la réalisation des fibres optiques. Le germanium (sous forme de GeO₂), le phosphore (sous forme de P₂O₅), le titane (sous forme de TiO₂) et l'aluminium (sous forme de Al₂O₃) introduisent tous une élévation de l'indice de réfraction et constituent par conséquent des dopants idéaux pour le coeur de la fibre. A l'opposé, l'adjonction de Fluor ou de Bore (sous forme de B₂O₃) diminue la valeur de l'indice et sont donc employés pour la formation ou le renforcement du manteau de la fibre.

Différents profils d'indice ont été successivement développés pour, diminuer au maximum les pertes de propagation d'une part, et d'autre part, compenser la dispersion chromatique du matériau et ainsi modifier les caractéristiques de dispersion de la fibre.

V.1.2 Dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons de liaison d'un milieu diélectrique, la réponse du milieu dépend en général de la fréquence. Dans le domaine temporel, cette propriété s'apparente à un retard dans l'établissement de la polarisation induite par la présence de l'onde électromagnétique. Cet effet, connu sous le nom de *dispersion chromatique*, se traduit par la dépendance de l'indice de réfraction du milieu envers la longueur d'onde de la lumière $n=n(\lambda)$. La vitesse de propagation d'une impulsion optique à travers un milieu dispersif d'indice n est donnée par la vitesse de groupe $v_g = c_0/N$, où l'indice de groupe N est défini par la relation [4] [5]:

$$N = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (V.3)$$

La dispersion joue un rôle critique dans la propagation d'impulsions optiques ultracourtes. Le temps de vol à travers la fibre étant différent pour chacune des composantes spectrales, l'impulsion subit un élargissement progressif au cours de sa propagation. La dispersion chromatique constitue ainsi une limitation de la bande

passante des système de télécommunication à fibres optiques. Elle possède deux contributions principales: la *dispersion du matériau* et la *dispersion de guide*.

Dispersion du matériau

Il s'agit de la contribution fondamentale à la dispersion totale, dans la mesure où ses caractéristiques sont données par l'interaction de la lumière avec les atomes du milieu et ne peuvent, de ce fait, pas être modifiées. Elle est caractérisée par une grandeur, appelée paramètre de dispersion D et exprimée en ($\text{ps km}^{-1} \text{nm}^{-1}$):

$$D = -\frac{\lambda}{c_0} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (\text{V.4})$$

L'élargissement temporel $\Delta\tau$ d'une impulsion optique de largeur spectrale $\Delta\lambda$ après une propagation sur une longueur L (suffisamment importante pour que le comportement asymptotique soit atteint) se calcule simplement comme suit:

$$\Delta\tau = |D| \Delta\lambda L \quad (\text{V.5})$$

Le profil spectral du paramètre D pour la silice sur une plage de longueur d'onde allant de 0.8 à 1.6 μm est représenté à la Fig. 5.2.

L'absorption et la dispersion sont intimement liées par les relations de Kramers-Kronig, qui impliquent que la dispersion s'annule à la longueur d'onde à

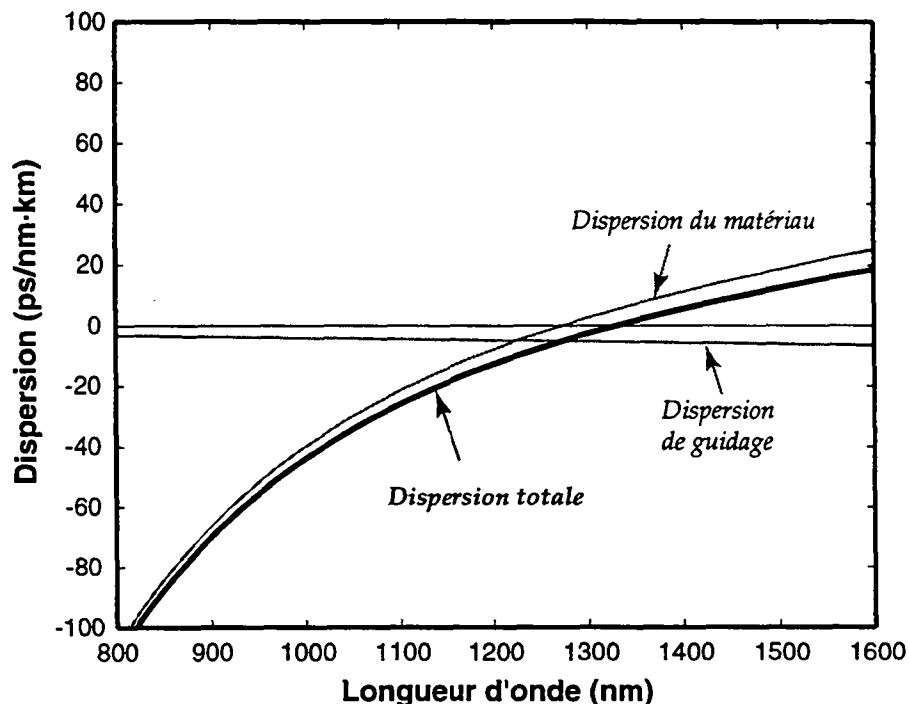


Fig. 5.2 Profil spectral de la dispersion chromatique (dispersion du matériau et dispersion de guide) d'une fibre standard (silice dopée au GeO_2).

laquelle l'absorption du matériau est minimale. Dans la silice, le zéro de dispersion (1.273 μm) ne correspond pas tout à fait à la longueur d'onde où l'atténuation est la plus faible (1.55 μm), du fait de la présence de la diffusion Rayleigh. Il faut noter également que, même si le paramètre D vaut zéro à 1.273 μm , l'effet dispersif de la silice ne disparaît pas totalement, mais est alors régité par les termes de dispersion d'ordre supérieur. Les caractéristiques de la dispersion des fibres optiques diffèrent légèrement de celles de la silice pure, et ceci pour deux raisons. D'une part, l'adjonction de germanium ou de phosphore à la silice a tendance à décaler la valeur du zéro de dispersion vers des longueurs d'onde plus élevées et, du fait de l'existence de la dispersion dite de guide d'autre part.

Dispersion de guide

Elle provient de la dépendance spectrale des caractéristiques modales de la fibre. Le confinement du mode guidé dans le coeur de la fibre dépend de la longueur d'onde. Autrement dit, la répartition de la puissance optique entre le coeur et le manteau de la fibre varie en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, la vitesse de phase étant différente dans le coeur et le manteau, la vitesse de groupe du mode dépend directement de son confinement. En fait, l'indice effectif du mode a une valeur qui est comprise entre les valeurs des indices du coeur et du manteau suivant la longueur d'onde de la lumière. Ce phénomène est appelé *dispersion de guide*, et, reste malgré tout, un effet relativement négligeable en comparaison de la dispersion du matériau, sauf dans la région où cette dernière s'annule. Il se manifeste pratiquement par le déplacement du zéro de dispersion vers des valeurs plus élevées, comme on peut le voir à la Fig. 5.2. Par ailleurs, les dispersions de guide et du matériau sont de signe opposé au-delà de la longueur d'onde correspondant au zéro de dispersion de la silice. Cette propriété peut être avantageusement utilisée pour obtenir des fibres spéciales présentant une dispersion nulle à la longueur d'onde où l'atténuation est la plus faible.

V.1.3. Les principaux profils d'indice

La conception d'un profil d'indice repose en pratique sur la nécessité d'optimiser un, ou plusieurs des points suivants [2] [5]:

- obtenir une atténuation la plus faible possible;
- compenser la dispersion du matériau pour obtenir une dispersion chromatique la plus faible possible à la longueur d'onde de travail;

- assurer un bon confinement du mode guidé, afin de minimiser les pertes par courbures, microcourbures, câblage, etc.;

Le profil le plus simple consiste en un profil rectangulaire (Fig. 5.3a). C'est le profil le plus couramment utilisé pour les fibres standard. Le saut d'indice et le diamètre du coeur sont déterminés de manière à minimiser les pertes (faible concentration de dopants) et, à assurer malgré tout un bon confinement du mode. Les ordres de grandeur rencontrés sont: un saut d'indice de 5×10^{-3} , pour un diamètre de coeur d'une dizaine de microns. La dispersion de guide dans ce cas est très faible, et de ce fait, le zéro de dispersion de la fibre reste très proche de celui de la silice pure ($\sim 1.31 \mu\text{m}$). D'autres profils de formes plus complexes sont également utilisés, et ceci principalement pour modifier les caractéristiques de dispersion de la fibre. En augmentant la valeur du saut d'indice (jusqu'à des valeurs proches de 12×10^{-3}) et en diminuant le diamètre du coeur, la dispersion de guide peut être sensiblement augmentée. La longueur d'onde correspondant au zéro de dispersion de la fibre peut être ainsi déplacée vers des valeurs plus élevées. Les fibres fabriquées selon ce principe sont, de ce fait, appelées *fibres à dispersion décalée*. Cependant, la concentration élevée de dopants nécessaire à la forte différence d'indice augmente considérablement les pertes de la fibre. C'est la raison pour laquelle le profil triangulaire (Fig. 5.3b) est généralement préféré au profil rectangulaire dans la conception de fibres à dispersion décalée. Néanmoins, les fibres à profil d'indice triangulaire simple possèdent une sensibilité accrue aux pertes par courbures, microcourbures, etc. Ce problème est résolu par l'introduction d'un anneau entourant le profil triangulaire central (Fig. 5.3c). Des profils d'indice plus complexes

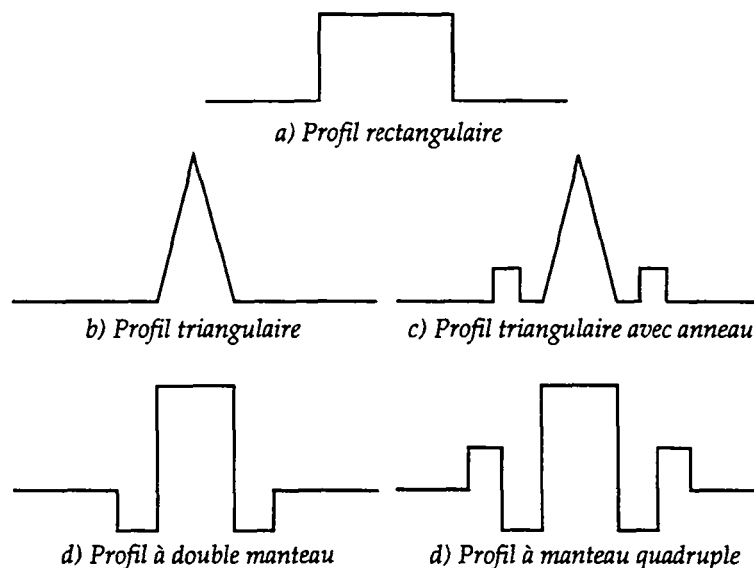


Fig. 5.3 Les différents profils d'indice couramment utilisés

ont été développés dans le but d'étendre la zone où la dispersion est très faible sur une plus grande plage de longueur d'onde. En particulier, le fait d'avoir une dispersion faible autant à $1.3 \mu\text{m}$ qu'à $1.55 \mu\text{m}$ permet de réaliser des systèmes à multiples longueurs d'onde. Ces profils sont basés sur l'utilisation d'un manteau à plusieurs couches, qui leur confèrent une forme en W. Il en existe deux types: le profil à manteau double (Fig. 5.3d) et le profil à manteau quadruple (Fig. 5.3e). Tout deux permettent d'obtenir une dispersion plate ou quasi-plate sur près de 300 nm. Les fibres présentant de telles caractéristiques sont communément appelées *fibres à dispersion plate*.

Récemment, un nouveau type de fibre a fait son apparition sur le marché. Il s'agit des fibres dites à *compensation de dispersion*. Leur fonction est de compenser, sur quelques mètres, la dispersion accumulée par la propagation dans une fibre de plusieurs kilomètres. L'intérêt de ce type de fibres réside dans le fait de pouvoir utiliser un réseau à fibre optique déjà installé, initialement conçu pour fonctionner à $1.3 \mu\text{m}$, avec des émetteurs à $1.55 \mu\text{m}$ et bénéficier de l'apport de puissance d'amplificateurs à fibres dopées, sans pour autant souffrir des effets de dispersion chromatique de la fibre. Elles sont réalisées à partir d'un profil rectangulaire ou triangulaire, et possèdent un important saut d'indice (jusqu'à 3×10^{-2}) pour garantir une dispersion de guide suffisamment élevée et obtenir une dispersion totale fortement négative. Pour garantir le guidage d'un seul mode, le diamètre du coeur doit être réduit à des valeurs de l'ordre de 2 à $3 \mu\text{m}$, ce qui, en pratique, pose des problèmes au niveau de la qualité des épissures avec les fibres standard. Elles présentent par ailleurs une atténuation élevée, du fait de la forte concentration de dopants.

V.1.4. La biréfringence modale

Une fibre optique ne guidant qu'un seul mode transversal, supporte en réalité deux modes de polarisation orthogonaux. Dans des conditions idéales de géométrie cylindrique et d'isotropie de la silice, ces deux modes sont dégénérés, dans la mesure où ils partagent la même constante de propagation et, il n'existe de surcroît, aucun couplage d'intensité entre eux. Cependant, en pratique, une faible anisotropie locale est inévitable et la dégénérescence est levée. Mathématiquement, cela se traduit par l'apparition d'une modification des constantes de propagation, qui prennent alors des valeurs différentes pour les modes polarisés dans les directions x et y . Ce phénomène, appelé *biréfringence modale* est décrit par le paramètre B . Il est défini

comme étant la différence entre les indices des modes polarisés orthogonalement n_x et n_y à une longueur d'onde donnée λ_0 [3]:

$$B = |\beta_x - \beta_y| \frac{\lambda_0}{2\pi} = |n_x - n_y| \quad (V.6)$$

On définit également une longueur caractéristique L_B , appelée *longueur de battement* qui correspond à la fréquence à laquelle un état de polarisation donné se trouve périodiquement reproduit:

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda_0}{B} \quad (V.7)$$

Dans les fibres standard, la biréfringence reste généralement très faible (inférieure à 10^{-6} ce qui équivaut à une longueur de battement de plusieurs mètres à $1.32 \mu\text{m}$), mais surtout présente des fluctuations aléatoires le long de la fibre. L'état de polarisation change alors de manière aléatoire et les couplages entre modes sont fréquents. Il en résulte le phénomène de *dispersion de polarisation* (cf. IV.1.1). A l'opposé, une quantité importante de biréfringence est volontairement introduite dans certaines fibres de manière à réduire au maximum les couplages entre modes et à en faire des fibres dites à *maintien de polarisation*. La technique la plus répandue pour produire de telles fibres est d'insérer deux barreaux de silicate de bore de part et d'autre du coeur, lors de la fabrication de la préforme (fibres "PANDA" et "bow-tie"). La biréfringence résulte alors des contraintes internes générées par la présence des deux barreaux. Elle peut atteindre, dans ce cas, des valeurs relativement élevées, de l'ordre de 10^{-3} , ce qui correspond à une longueur de battement de quelques millimètres à $1.32 \mu\text{m}$.

V.1.5. Les procédés de fabrication des fibres optiques

La fabrication d'une fibre optique s'effectue en pratique en deux étapes successives. Elle débute par la production d'une *préforme* qui annonce, à une homothétie près, la géométrie de la fibre désirée. L'*étirage* ou *fibrage* permet ensuite d'obtenir une fibre de plusieurs dizaines de kilomètres, dont le profil d'indice est, à un facteur d'échelle près, similaire à celui de la préforme initiale. Trois procédés différents ont été développés pour produire des préformes: OVD, MCVD et VAD.

OVD ("Outside Vapor Deposition")

Un jet de suies issu d'un brûleur alimenté par du chlorure de silicium, de l'oxygène pur, les dopants nécessaires, etc. est projeté sur la surface extérieure d'un mandrin en

rotation, auquel les particules adhèrent. Le dépôt constitué est ensuite vitrifié, le mandrin retiré et, un rétreint du tube est provoqué pour obtenir la préforme finale.

MCVD ("Modified Chemical Vapor Deposition")

Un mélange de gaz contenant du chlorure de silicium, de l'oxygène pur, et les dopants nécessaires est envoyé dans un tube en rotation. Un chalumeau permet de chauffer depuis l'extérieur le tube et de l'amener à la température nécessaire à l'oxydation en phase vapeur, provoquant un dépôt de verre sur la surface intérieure du tube. La dépôt de plusieurs couches et le rétreint du tube permettent d'obtenir une préforme prête à être étirée.

VAD ("Vapor Axial Deposition")

Alors que les deux procédés précédents conduisent à des préformes de longueur limitée (environ 1 mètre), cette technique permet une fabrication continue. La préforme croît dans le sens axial, grâce au dépôt de particules issues des suies d'un brûleur similaire à celui du procédé extérieur. Le profil d'indice doit être obtenu par un contrôle radial des concentrations des dopants. Cette technique conduit à une préforme poreuse, sur laquelle les couches extérieures formant le manteau de la fibre peuvent être déposées au moyen d'un second brûleur. Après vitrification, la préforme rendue transparente peut être étirée.

L'étirage de la fibre

La préforme est insérée dans un four placé au sommet d'une tour d'étirage. En chauffant la préforme, celle-ci se ramollit jusqu'à couler, produisant une "goutte" qui en tombant entraîne dans sa chute un fil. En contrôlant la température du four, on peut modifier les dimensions du fil et obtenir la fibre au profil désiré. Un tambour en rotation permet de recueillir la fibre et de l'enrouler au fur et à mesure de sa fabrication. Entre le four et le tambour, on place généralement un système de mesure du diamètre, et les systèmes d'enrobage de la fibre (dépôt d'une couche d'acrylate, de Nylon, etc.) qui assurent à la fibre une bonne tenue mécanique.

V.2. Gain Brillouin et surface effective

La taille du mode guidé ("spot size") est un paramètre important puisque, lors de la production de la fibre, il permet d'évaluer la longueur d'onde de coupure, les pertes d'épissure, les pertes par microcourbures, de calculer la dispersion de guide, et tout cela sans la connaissance d'autres grandeurs de la fibre. Par ailleurs, sa détermination est indispensable pour évaluer la *surface effective* A_{eff} du mode, paramètre important dans le traitement mathématique des effets non-linéaires dans les fibres [3]. La distribution transversale des champs n'étant en général pas connue, il est coutume de considérer que la distribution d'intensité du mode est constante sur la surface A_{eff} , autrement dit, que le mode fondamental de la fibre peut être remplacé par des "ondes planes fictives de dimensions finies". Le problème consiste alors à déterminer la valeur de A_{eff} de telle manière que l'effet produit par une intensité constante équivalente soit identique à celui produit par la distribution réelle d'intensité, puis de relier concrètement A_{eff} à la taille du mode, grandeur observable de la fibre.

V.2.1. Définition de la surface effective pour la DBS

L'amplification de l'onde Stokes en présence d'une onde de pompe est gouvernée par un ensemble d'équations différentielles couplées (cf. Chapitre II). Ces dernières établissent une relation entre les intensités de chacune des ondes en présence, ou plutôt entre leurs distributions respectives d'intensité au sein de la fibre. Si bien qu'en chaque point (r, θ) de la section de la fibre et sur une distance dz , l'accroissement $dI_S(r, \theta)$ de l'onde Stokes, stimulé par le phénomène d'électrostriction, est décrit par l'équation:

$$dI_S(r, \theta) = g_B(v) I_S(r, \theta) I_p(r, \theta) dz \quad (V.8)$$

où $g_B(v)$ correspond au gain Brillouin de la fibre, $I_S(r, \theta)$ et $I_p(r, \theta)$ aux intensités locales respectivement des ondes Stokes et de pompe. En faisant l'hypothèse que le profil d'indice de la fibre présente une symétrie circulaire et, que l'onde Stokes et l'onde de pompe partagent la même distribution transversale de champ modal $f(r)$, leurs intensités respectives peuvent s'écrire:

$$I_S(r, \theta) = I_{S0} |f(r)|^2 \quad \text{et} \quad I_p(r, \theta) = I_{p0} |f(r)|^2 \quad (V.9)$$

Dans la mesure où la grandeur observable pratiquement est la puissance circulant dans la fibre, on va chercher à obtenir une expression reliant les puissances

de chaque onde. Dans un premier temps, les intensités locales de (V.8) sont remplacées par les expressions de (V.9) et ensuite, l'effet sur l'ensemble de la section de la fibre est déterminé par intégration, en utilisant:

$$\iint I(r, \theta) dr d\theta = 2\pi I_0 \int_0^\infty |f(r)|^2 r dr \quad (V.10)$$

On obtient finalement:

$$dI_{S0} = g_B(\nu) I_{S0} I_{p0} dz \frac{2\pi \int_0^\infty |f(r)|^4 r dr}{\int_0^\infty |f(r)|^2 r dr} \quad (V.11)$$

Maintenant, à partir des puissances P_s et P_p , les intensités équivalentes, $I_s^{équ}$ et $I_p^{équ}$, considérées comme étant constantes sur la surface A_{eff} sont définies de la manière suivante:

$$I_s^{équ} = \frac{P_s}{A_{eff}} = \frac{2\pi I_{S0} \int_0^\infty |f(r)|^2 r dr}{A_{eff}} \quad \text{et} \quad I_p^{équ} = \frac{P_p}{A_{eff}} = \frac{2\pi I_{p0} \int_0^\infty |f(r)|^2 r dr}{A_{eff}} \quad (V.12)$$

Ces intensités correspondent en fait à l'intensité d'ondes planes fictives, remplaçant les distributions réelle des champs. Dès lors, en récrivant l'équation (V.8) en termes d'intensité équivalente, on obtient:

$$dI_s^{équ} = g_B(\nu) I_s^{équ} I_p^{équ} dz \quad (V.13)$$

En utilisant (V.12), on peut écrire:

$$dI_{S0} = g_B(\nu) I_{S0} I_{p0} dz \frac{2\pi \int_0^\infty |f(r)|^2 r dr}{A_{eff}} \quad (V.14)$$

En comparant les équations (V.11) et (V.14), une expression analytique pour la surface effective A_{eff} peut être établie:

$$A_{eff} = \frac{\left[\int_0^\infty |f(r)|^2 r dr \right]^2}{\int_0^\infty |f(r)|^4 r dr} \quad (V.15)$$

Cette formulation est identique à l'expression dérivée par Agrawal dans le traitement des effets non-linéaires du second ordre (effet Kerr) dans les fibres [3]. Cette concordance n'est en soi pas surprenante, puisque autant dans le cas de la DBS

que d'autres effets non-linéaires, c'est l'intensité qui gouverne l'efficacité du processus. Il reste encore maintenant à établir la relation entre la surface effective et la taille du mode.

V.2.2 Mesure de la taille du mode

La problématique de la définition de la taille du mode provient de l'impossibilité de représenter la distribution des champs réelles $f(r)$ par un seul paramètre, du fait qu'il n'existe pas d'expression analytique la décrivant. De plus l'étalement de la distribution des champs ne dépend pas seulement des paramètres opto-géométriques de la fibre, mais aussi de la longueur d'onde. Dans le cas d'une fibre à profil rectangulaire et à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de coupure, la distribution radiale de champ est très proche d'une distribution gaussienne [2] [3] [6].

$$E_g(r) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \quad (V.16)$$

Le rayon du mode w_0 est défini dans la littérature comme le rayon à la valeur $1/e$ soit de la distribution de champ $E_g(r)$, soit de la distribution de puissance $|E_g(r)|^2$. Ces deux définitions conduisent à des valeurs de w_0 simplement reliées par un facteur $\sqrt{2}$. Dans le cadre de ce travail, on se conformera aux recommandations du CCITT, qui préconisent d'utiliser la distribution du champ pour définir la valeur de w_0 . La surface effective A_{eff} se calcule donc par la relation:

$$A_{eff} = \pi w_0^2 \quad (V.17)$$

L'approximation gaussienne possède une signification physique et peut être perçue comme la recherche du faisceau gaussien qui maximise la puissance injectée dans le mode fondamental de la fibre. Cependant, dans le cas de profils d'indice plus complexes, tels que les profils triangulaire ou en W, l'approximation gaussienne n'est plus appropriée. Dès lors, plusieurs définitions de la taille du mode ont été proposées, chacune en relation plus ou moins directe avec une technique de mesure [7]. Chaque définition se révèle, par ailleurs, être adaptée à un problème spécifique, calcul des pertes de jonctions, longueur d'onde de coupure, etc., ceci dans la mesure où elle fournit une valeur propre à une configuration donnée.

Parmi les procédés développés pour mesurer la taille du mode, cinq techniques sont couramment utilisées dans la pratique et par conséquent largement répertoriées dans la littérature [7]:

- *Mesure dans le champ proche ("Near field")*: l'image du champ émergent de la fibre $f(r)$ est formée par un objectif de microscope. La distribution de puissance du champ proche en fonction de la position r , $f^2(r)$, est ensuite mesurée au moyen d'une caméra. La distribution $f(r)$ peut ensuite être calculée.

- *Mesure dans le champ lointain ("far field")*: la distribution de puissance dans le champ lointain en fonction de l'angle θ , $F^2(\theta)$, est mesurée grâce à un détecteur que l'on déplace sur un arc de cercle. La distribution $F(\theta)$ peut être retrouvée en prenant garde d'inverser le signe du champ à chaque passage par zéro de la puissance.

- *Décalage latéral ("transverse offset")*: la puissance couplée entre deux fibres mises bout à bout, $T(\delta)$, est mesurée en fonction du décalage latéral δ entre les axes des fibres. La fonction d'autocorrélation du champ proche $c(\delta) = f(r)*f(r) = \sqrt{T(\delta)}$ peut ensuite être calculée.

- *Ouverture variable ("variable aperture")*: à partir de la puissance transmise à travers une ouverture circulaire de rayon R , placée à une distance d dans le champ lointain, la fonction normalisée $A'(R)$ peut être calculée: $A'(R) = 1 - A(R)/A(\infty)$.

- *Lame de rasoir ("knife edge")*: la mesure de la puissance transmise lorsqu'une lame est insérée dans le champ lointain à une distance d de la fibre permet d'évaluer la fonction $K(x)$, où x correspond à la position latérale de la lame par rapport à l'axe de la fibre.

Différentes opérations mathématiques permettent, à partir des fonctions $f(r)$, $F(\theta)$, $c(\delta)$, $A'(R)$ et $K(x)$, de déterminer la valeur de la taille de mode. Elles sont décrites dans l'annexe B. Elles sont en relation directe avec les différentes définitions de la taille du mode. Il existe, par ailleurs, un certain nombre de transformations mathématiques, qui relient ces fonctions entre elles. Cependant, la distribution de champ lointain a ceci de particulier, que chacune des quatre autres distributions peut être exprimée en fonction du champ lointain (cf. Fig.B.1). S'il est possible par exemple de relier le champ proche au champ lointain par une transformation de Hankel, il n'existe pas d'opération mathématique qui permette de retrouver le champ lointain à partir de la fonction $A'(R)$; alors que l'opposé est toujours possible.

Il n'est, dès lors, pas étonnant que la définition de la taille du mode la plus largement adoptée, et acceptée par l'organisme CCITT, trouve une correspondance dans la distribution du champ lointain. Elle a été proposée par Petermann [8] et sa formulation mathématique est basée sur la distribution du champ proche et sa dérivée:

$$w_0^2 = 2 \frac{\int f(r)^2 r dr}{\int \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)^2 r dr} \quad (\text{Petermann II}) \quad (V.18)$$

Sous cette formulation a priori un peu abstraite, se cache une relation directe avec la valeur de deuxième moment du champ lointain W^2 [9] (cf. annexe B):

$$w_0 = \frac{2}{\pi W} \quad (V.19)$$

Il est important de noter que tous les procédés de mesure décrits ci-dessus fournissent le même résultat si la distribution modale de champ est parfaitement gaussienne. De plus, dans ce cas particulier, la surface effective est simplement donnée par (V.17). En revanche, si l'approximation gaussienne ne peut plus s'appliquer, la valeur calculée à partir de (V.17) s'écarte de la valeur théorique formulée par (V.18). Récemment, Namihira a démontré qu'il est néanmoins possible, à partir de la taille du mode fourni par la formule de Petermann, d'évaluer la surface effective réelle de fibres à profil non rectangulaire, par la relation empirique suivante [V.10]:

$$A_{\text{eff}} = k \pi w_0^2 \quad (V.20)$$

où k est un facteur correctif, qui dépend de la longueur d'onde, et du type de la fibre. Il a déterminé expérimentalement que pour des fibres à dispersion décalée (profil triangulaire), k varie de 0.945 à 1.32 μm , à 0.955 à 1.55 μm . Pour les fibres à profil rectangulaire, k vaut 1 à la longueur d'onde de coupure (approximation gaussienne valable) et diminue graduellement avec l'étalement du mode jusqu'à 0.972 à 1.55 μm . On peut donc en conclure qu'il est malgré tout possible d'estimer la valeur de la surface effective à partir de la taille du mode, moyennant l'introduction d'un facteur de correction empirique.

Il faut malgré tout garder à l'esprit que la notion de surface effective est une notion abstraite et difficile à déterminer expérimentalement, surtout dans le cas de fibres spéciales. **C'est pourquoi dans la caractérisation de l'effet Brillouin, il est**

préférable de d'utiliser la grandeur g_B/A_{eff} comme grandeur de référence pour une fibre donnée plutôt que la valeur de g_B qui en découle.

V.2.3. Mesure de la taille du mode

Le procédé de mesure recommandé par le CCITT est la mesure dans le champ lointain. Néanmoins, la méthode qui a été choisie dans le cadre de cette étude est celle du décalage latéral [6]. Elle se trouve être facile à réaliser, malgré le fait qu'elle requiert la préparation de deux extrémités de fibres au lieu d'une seule pour les autres méthodes. Elle permet, par ailleurs, d'obtenir une image du champ proche (autocorrélation) et de mesurer des fibres présentant une asymétrie dans leur distribution modale (due à un coeur ovale par exemple). De plus, les résultats expérimentaux, correspondant à la variation de la puissance couplée en fonction du décalage transversal, suivent une distribution quasi-gaussienne, ce qui en facilite le traitement. Cependant, des études comparatives ont montrées que la méthode du décalage latéral pouvait donner lieu à une plus grande dispersion des résultats dans le calcul de la taille du mode (suivant le nombre de points, type de régression, etc.) que la méthode du champ lointain par exemple [11]. Une attention particulière sera donc accordée au dépouillement des mesures.

Le montage expérimental est représenté à la Fig. 5.4 . Le choix de la source lumineuse s'est porté sur une diode superluminescente à cause de son intensité importante et de ses caractéristiques spectrales. En combinaison avec un monochromateur, celle-ci permet de déterminer les variations de la taille du mode sur une plage d'une vingtaine de nanomètres aux environs de $1.3 \mu\text{m}$. L'intensité transmise est mesurée à l'aide d'une détection synchrone.

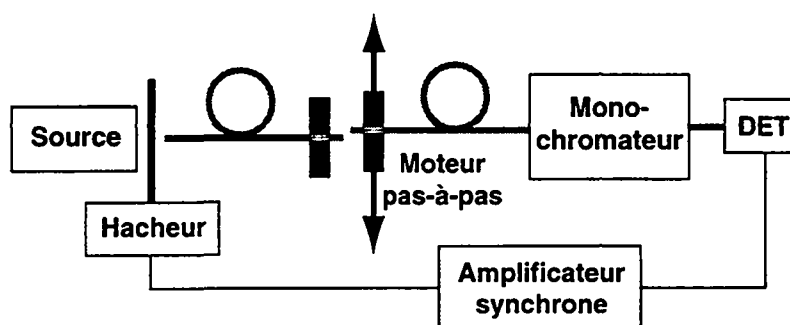


Fig. 5.4 Schéma expérimental utilisé pour mesurer la taille du mode par la méthode du décalage latéral.

La valeur de la taille du mode w_0 en fonction de la puissance transmise, décrite par la fonction $T^2(\delta)$ est donnée en annexe. Cette détermination passe par le calcul de la seconde dérivée de $T(\delta)$. Or une double différentiation numérique est très sensible à l'asymétrie de la courbe, aux erreurs d'arrondis et est, par conséquent, la source d'imprécisions importantes. Il est néanmoins possible d'exploiter le fait que la fonction $T^2(\delta)$ soit très proche d'une distribution gaussienne. En fait, si la distribution $f(r)$ est gaussienne, $T^2(\delta)$ l'est également. C'est le cas par exemple des fibres à profil rectangulaire. L'ajustement d'une gaussienne est alors tout à fait adéquat, comme on peut le voir sur la Fig. 5.5 de gauche. La puissance couplée d'une fibre à l'autre peut être exprimée par [11]:

$$T^2(\delta) = T_0 \exp\left(-\frac{\delta^2}{2w_0^2}\right) \quad (V.21)$$

pour autant que la distance séparant les fibres ne dépasse pas $7 \mu\text{m}$ dans l'air (pour garantir une erreur inférieure à 1% sur la détermination de w_0) ou $10 \mu\text{m}$ dans l'huile. Dans le cas des fibres spéciales, la distribution gaussienne s'ajuste moins bien, comme on pouvait s'y attendre (Fig. 5.5 de droite), et se révèle être plus sensible au nombre de points pris en compte dans la régression. Néanmoins, en incluant un nombre croissant de points dans la régression, la valeur de w_0 passe par un minimum (Fig. 5.6). C'est cette valeur qui a été choisie comme étant la valeur mesurée de la

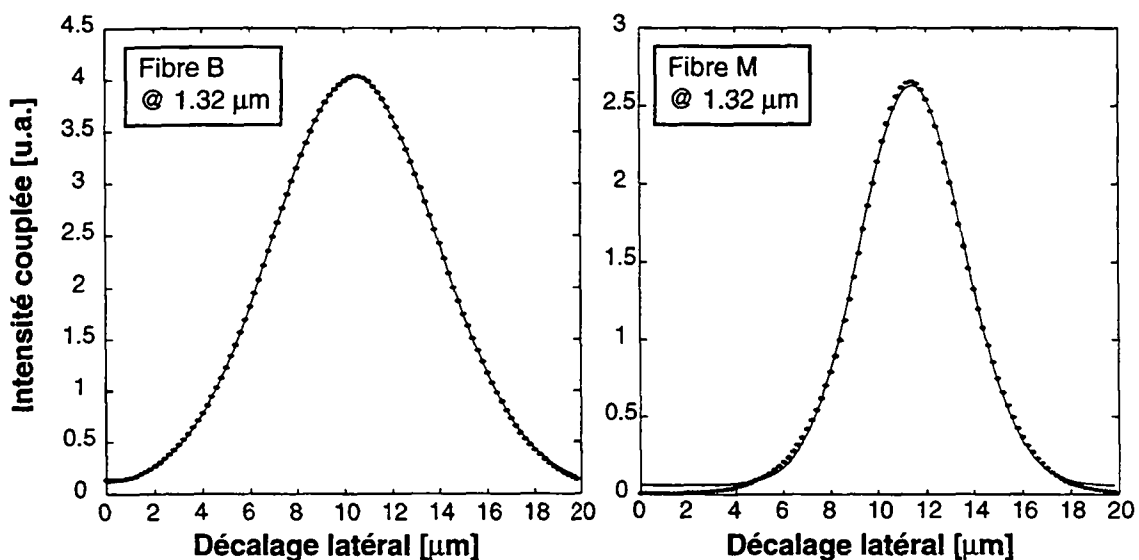


Fig. 5.5 Mesure de l'intensité transmise entre deux extrémités de fibre mise bout à bout en fonction du décalage latéral entre les axes des fibres. Le trait plein correspond à la meilleure gaussienne ajustée sur les points expérimentaux représentés par des cercles Mesure de gauche, fibre standard (fibre B), mesure de droite, fibre à dispersion décalée (fibre M).

taille du mode. L'erreur sur la détermination de w_0 commise en admettant que la fonction d'autocorrélation correspond à une gaussienne est inférieure à 3% à $1.32 \mu\text{m}$ et s'accroît avec la longueur d'onde [11].

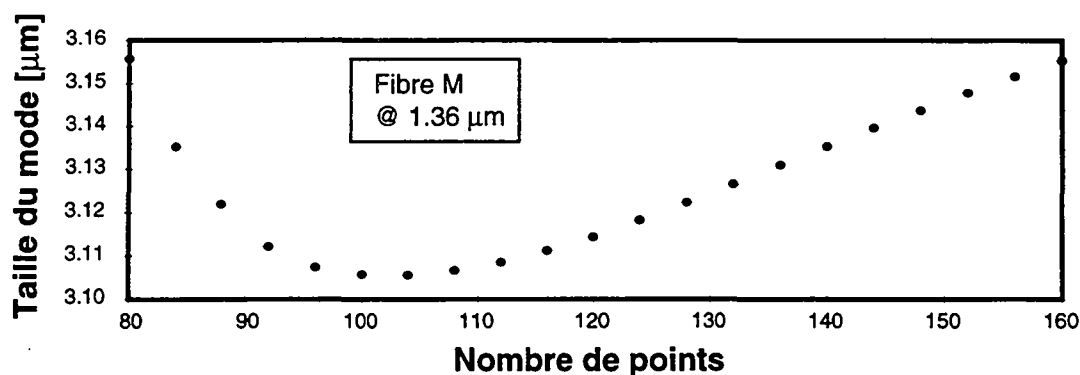


Fig. 5.6 Valeur de la taille du mode en fonction du nombre de points (répartis également de part et d'autre du sommet de la distribution) pris en compte dans la régression.

Les valeurs mesurées de la taille du mode des différents échantillons de fibre sont indiquées dans le tableau 5.1.

V.3. Caractéristiques de la CGB de différentes fibres optiques

V.3.1. Les différentes fibres testées

A l'exception d'une fibre, qui présente un coeur en silice pur et un manteau dopé au fluor, toutes les fibres utilisées dans le cadre de cette étude sont des fibres dopées au germanium. Les trois principaux procédés de fabrication sont néanmoins représentés. L'éventail complet des fibres caractérisées apparaît dans le tableau ci-contre. On y trouve les fibres testées, identifiées par les lettres A jusqu'à Q, classées par ordre croissant de leur concentration de germanium dans le coeur, ainsi que les caractéristiques principales de chacune, soit:

- la méthode de fabrication;
- la forme du profil d'indice;
- la valeur du saut d'indice, Δn ;
- la concentration de germanium dans le coeur, donnée en pour-cent du poids molaire;

Les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin

- la longueur de l'échantillon testé;
- l'atténuation en dB/km à 1.32 μm ;
- le rayon du mode guidé à 1.32 μm ;

La fibre A est une fibre standard dont le manteau a été dopé au fluor de manière à en abaisser l'indice. Bien qu'elle comporte un saut d'indice de $\Delta n=5 \times 10^{-3}$, sa concentration de germanium est indiquée comme étant nulle, le coeur étant exempt de tout dopant.

Les coeurs des fibres B à Q ont tous été réalisés par adjonction de germanium à la silice. La présence de GeO_2 dans la matrice de silice augmente la valeur de l'indice. La concentration de GeO_2 dans la silice s'exprime en général en pour-cent du rapport des poids molaires du GeO_2 et du SiO_2 . L'augmentation de l'indice de réfraction est linéaire jusqu'à une concentration d'environ 15 mol.% de GeO_2 . Au-delà, un phénomène de saturation apparaît et en diminue l'efficacité. La règle empirique suivante permet de déterminer l'élévation de l'indice introduite par l'adjonction de GeO_2 :

$$\Delta n = 1.7 \times 10^{-3} \times \text{concentration } \text{GeO}_2 [\text{mol.\%}].$$

| Fibre | Procédé de fabrication | Type de profil d'indice | Saut d'indice $\Delta n [\times 10^{-3}]$ | Concentration de GeO_2 [%] | Longueur [m] | Atténuation [dB/km] | Rayon du mode [μm] |
|-------|------------------------|--------------------------|---|-------------------------------------|--------------|--------------------------|---------------------------------|
| A | MCVD | Rectangulaire | 5 | 0 | 132 | 0.402 | 4.4 |
| B | MCVD | Rectangulaire | 4.5 | 2.65 | 142 | 0.35 | 5.04 |
| C | | Rectangulaire | 4.5 | 2.65 | 300 | 2.7 (@.8 μm) | 3.5 (@.8 μm) |
| D | MCVD | Rectangulaire | 5 | 2.94 | 141 | 0.34 | 4.64 |
| E | MCVD | Rectangulaire | 5 | 2.94 | 111 | 41.5 | 4.64 |
| F | VAD | Rectangulaire | 5 | 2.94 | 63 | | |
| G | VAD | Rectangulaire | 5 | 2.94 | 63 | | |
| H | OVD | Rectangulaire | 5 | 2.94 | 142 | 0.35 | 4.82 |
| I | MCVD | W | 6.5 | 3.82 | 200 | 0.43 | 4.68 |
| J | MCVD | Rectangulaire | 8 | 4.71 | 143 | 0.35 | 4.16 |
| K | MCVD | Triangulaire avec anneau | 10.5 | 6.18 | 144 | 0.61 | 3.44 |
| L | MCVD | Rectangulaire | 10 | 5.88 | 143 | 0.53 | 3.2 |
| M | MCVD | Triangulaire | 14 | 8.24 | 129 | 0.434 | 2.96 |
| N | OVD | Triangulaire | 16 | 9.41 | 140 | 0.465 | 3 |
| O | MCVD | Rectangulaire | 17 | 10.00 | 142 | 0.69 | 3.1 |
| P | MCVD | Rectangulaire | 22 | 12.94 | 100 | | 3 |
| Q | MCVD | Rectangulaire | 30 | 17.65 | 147 | 0.81 | 1.84 |

Tableau 5.1 Les caractéristiques des échantillons de fibre testés.

La fibre C est une fibre optimisée pour la première fenêtre des télécommunications à fibre optique (0.8 μm). Les fibres standard B, D, F, G, H, I et J proviennent de différentes productions, mais possèdent néanmoins des caractéristiques très similaires, dispersion, longueur d'onde de coupure proche de 1.29 μm . Les fibres F et G sont parfaitement identiques à la différence près que la fibre G est la seule à comporter une gaine serrée à base de Nylon (de 900 μm de diamètre extérieur), alors que la fibre F, au même titre que toutes les autres fibres testées, a été recouverte d'une couche d'une épaisseur de 67 μm d'acrylate (ce qui leur donne un diamètre extérieur de 250 μm). Les fibres D et E étaient initialement identiques, puisqu'elles étaient issues de la même préforme. Cependant la fibre E a subi un recuit de plusieurs heures à une température de 800°C, de manière à évacuer toutes les contraintes internes. Si le résultat au niveau de la suppression des contraintes est tout à fait saisissant (la biréfringence résiduelle des 111 m de fibre enroulée sur un diamètre de 10 cm n'est plus que de quelques dizaines de degrés après le recuit), l'atténuation prend, elle, d'énormes proportions (41.5 dB/km), du fait d'une cristallisation de la silice amorphe. La fibre I est la seule à posséder un manteau dit abaissé (coeur dopé au germanium et manteau au fluor) et par conséquent, la seule fibre à posséder un profil en W. Parmi les fibres à dispersion décalée, fibres K, L, M, et O, la fibre K est la seule à comporter un profil triangulaire avec anneau. La fibre N est une fibre spécialement développée pour les capteurs à fibre optique. Elle a été conçue pour supporter des courbures très prononcées (rayon de courbure jusqu'à 1 cm), sans souffrir d'une atténuation supplémentaire. De plus, elle possède d'excellentes caractéristiques mécaniques, puisque l'extérieur du manteau de la fibre a été renforcé par une couche dopée au titane. La fibre Q est une fibre dopée à l'erbium, dédiée à une utilisation dans les amplificateurs à fibre optique. Son atténuation n'est ici pas mentionnée, puisque la présence du ion Er^{3+} introduit de fortes bandes d'absorption aux alentours de 1.55 μm , et, au même titre que la fibre C, ses caractéristiques à 1.3 μm ne comportent que peu d'intérêt. Finalement, la fibre Q est une fibre à compensation de dispersion. Malgré la petitesse de son coeur (1.84 μm de rayon), cette fibre ne possède un comportement unimodal qu'au-delà de 1.49 μm , et dans la plage 1.265 à 1.3 μm , elle guide en fait 2 modes.

L'atténuation et la longueur des échantillons des fibre testées ont été mesurées à l'aide d'un système OTDR. La mesure de l'atténuation a été, à chaque fois, confirmée par la mesure dite du "cut-back": deux mesures successives de puissance de

deux longueurs différentes du même échantillon permettent de déterminer la valeur des pertes linéiques. Le rayon du mode guidé a été, quant à lui, déterminé par la mesure de l'autocorrélation du mode guidé (c.f. section V.2.3).

V.3.2 Les paramètres de la CGB en fonction des caractéristiques constitutives des fibres testées

Rappelons tout d'abord que la distribution spectrale de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques $g_B(\nu)$ peut être assimilée à une distribution Lorentzienne, définie par (cf. Chapitre II):

$$g_B(\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (V.22)$$

où $\Delta\nu_B$ correspond à la largeur à mi-hauteur de la CGB et ν_B au décalage Doppler subi par l'onde Stokes. La fréquence ν_B , appelé aussi décalage Brillouin, dépend de la vitesse acoustique V_a dans le milieu, de l'indice de réfraction n et, est inversement proportionnelle à la longueur d'onde de la pompe λ_p

$$\nu_B = \frac{2 n V_a}{\lambda_p} \quad (V.23)$$

Le décalage Brillouin correspond également à la fréquence centrale de la CGB et à l'écart qui la sépare de la fréquence de l'onde pompe, comme on peut le voir à la Fig. 5.7. Lorsque $\nu = \nu_p - \nu_B$, le gain Brillouin atteint un maximum, dont la valeur est donnée par le coefficient de gain Brillouin g_B .

La CGB des fibres A à Q figurant dans le tableau 5.1 a été mesurée en utilisant le dispositif expérimental de la Fig. 3.6. Rappelons encore que les paramètres la

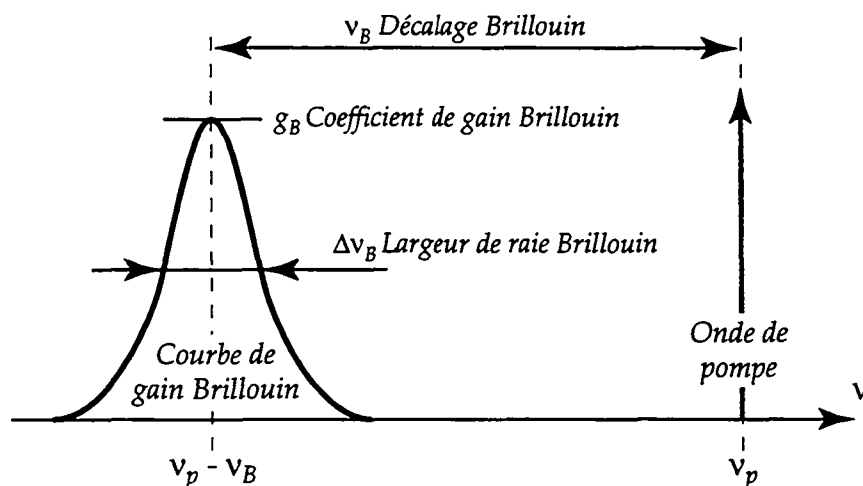


Fig. 5.7 Représentation schématique de la distribution spectrale de la diffusion Brillouin.

Les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin

caractérisant (ν_B , $\Delta\nu_B$ et g_B) sont déterminés à partir de la mesure de l'intensité du signal de test I_{out} en fonction de l'écart en fréquence ν qui le sépare de la fréquence de la pompe (équations III.16 et IV.24):

$$I_{out}(\nu) = 2 \exp\{-\alpha L\} I_S^B \cosh\left\{\eta g_B(\nu) I_p^A L_{eff}\right\} \\ = I_0 \cosh\left\{\eta g_B(\nu) I_p^A L_{eff}\right\} \quad (V.24)$$

La longueur des échantillons testés s'étend de 63 à 300 m. Tous ont été enroulés sans aucune tension sur des bobines plastiques d'un diamètre de 15 cm. Le tableau 5.2 résume les résultats des mesures de la CGB de chacune des fibres testées.

| Fibre | Saut d'indice $\Delta n [x10^{-3}]$ | Concentration de GeO ₂ [%] | ν_B [GHz] | $\Delta\nu_B$ [MHz] | Gain max. [% gain tot] | Gain min. [% gain tot] | g_B/A_{eff} [1/(mW)] | g_B [mW] |
|------------------|--|--|------------------|------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------|
| SiO ₂ | | | 13.1 | 23 | | | | 5E-11 |
| A | 0 | 0 | 12.9896 | 50.7 | 65 | 35 | 0.28 | 1.73E-11 |
| B | 4.5 | 2.65 | 12.8527 | 35.5 | 67 | 33 | 0.33 | 2.62E-11 |
| C | 4.5 | 2.65 | 12.7601 | 36.3 | | | | |
| D | 5 | 2.94 | 12.7974 | 37.5 | 66 | 34 | 0.34 | 2.27E-11 |
| E | 5 | 2.94 | 12.8434 | 31.3 | 72 | 28 | 0.45 | 3.04E-11 |
| F | 5 | 2.94 | 12.8004 | 38 | | | | |
| G | 5 | 2.94 | 12.7793 | 38.8 | | | | |
| H | 5 | 2.94 | 12.8082 | 35.5 | 67 | 33 | 0.36 | 2.60E-11 |
| I | 6.5 | 3.82 | 12.8001 | 36.3 | | | | |
| J | 8 | 4.71 | 12.7191 | 34.5 | 76 | 24 | 0.48 | 2.62E-11 |
| K | 10.5 | 6.18 | 12.3882 | 40.4 | 77 | 23 | 0.60 | 2.24E-11 |
| L | 11 | 6.47 | 12.4178 | 45.9 | 100 | 0 | 0.67 | 2.15E-11 |
| M | 14 | 8.24 | 12.3343 | 42.1 | 87 | 13 | 0.59 | 1.63E-11 |
| N | 16 | 9.41 | 12.134 | 44.2 | 67 | 33 | 1.08 | 3.05E-11 |
| O | 17 | 10.00 | 12.054 | 45 | 100 | 0 | 0.83 | 2.51E-11 |
| P | 22 | 12.94 | 11.7701 | 50.4 | | | | |
| Q | 30 | 17.65 | 11.504 | 55 | 94 | 6 | 1.82 | 1.93E-11 |

Tableau 5.2 Résumé des mesures de la CGB des différents échantillons de fibres testés.

Décalage Brillouin ν_B en fonction de la concentration de GeO₂

En reportant la valeur mesurée de ν_B des différents échantillons de fibres en fonction de leur teneur en GeO₂, on observe qu'une augmentation de cette dernière diminue la valeur du décalage Brillouin (Fig. 5.8). Une régression linéaire permet d'établir la correspondance suivante:

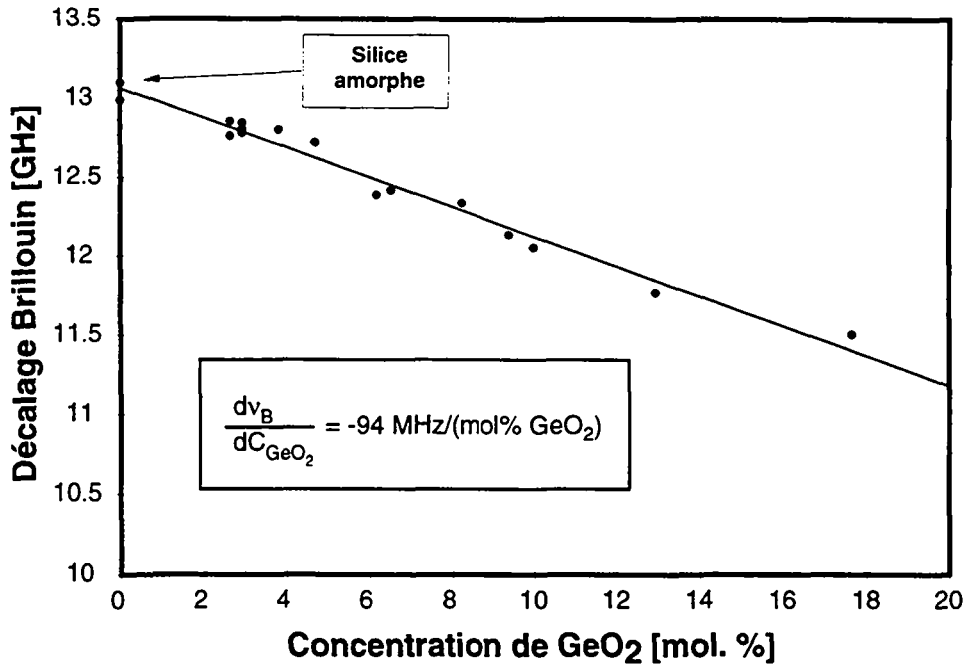


Fig. 5.8 Modification du décalage Brillouin en fonction de la concentration de germanium dans le coeur de la fibre.

$$\frac{dv_B}{dC_{GeO_2}} = -94 \frac{MHz}{mol.\% GeO_2} \quad (V.25)$$

et d'en extrapoler la valeur de la silice pur: $v_B(\text{silice amorphe}) = 13.0643 \text{ GHz}$

A partir de l'équation (V.23), la valeur de la vitesse des ondes acoustiques hypersoniques dans la silice pure peut être déterminée avec précision ($\pm 0.8 \text{ m/s}$).

| | Indice de réfraction | Longueur d'onde | Décalage Brillouin | Vitesse acoustique |
|----------------|----------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Silice amorphe | 1.46165 | 1.32 μm | 13.0643 GHz | 5899.1 m/s |

L'équation (V.23) témoigne d'une dépendance linéaire du décalage Brillouin envers l'indice n et de la vitesse acoustique V_a . Comme la présence de GeO_2 dans le coeur entraîne une élévation de l'indice de réfraction, et que le décalage Brillouin est d'autant plus faible que la teneur en GeO_2 est élevée, on en déduit que le GeO_2 a tendance à diminuer fortement la vitesse acoustique. Il est difficile de quantifier précisément cette diminution dans la mesure où l'indice effectif de la fibre n'est pas forcément toujours connu. Néanmoins, on peut estimer que la vitesse acoustique décroît à raison de:

$$\frac{dV_a}{dC_{GeO_2}} = -46 \frac{m/s}{mol.\% GeO_2} \quad (V.26)$$

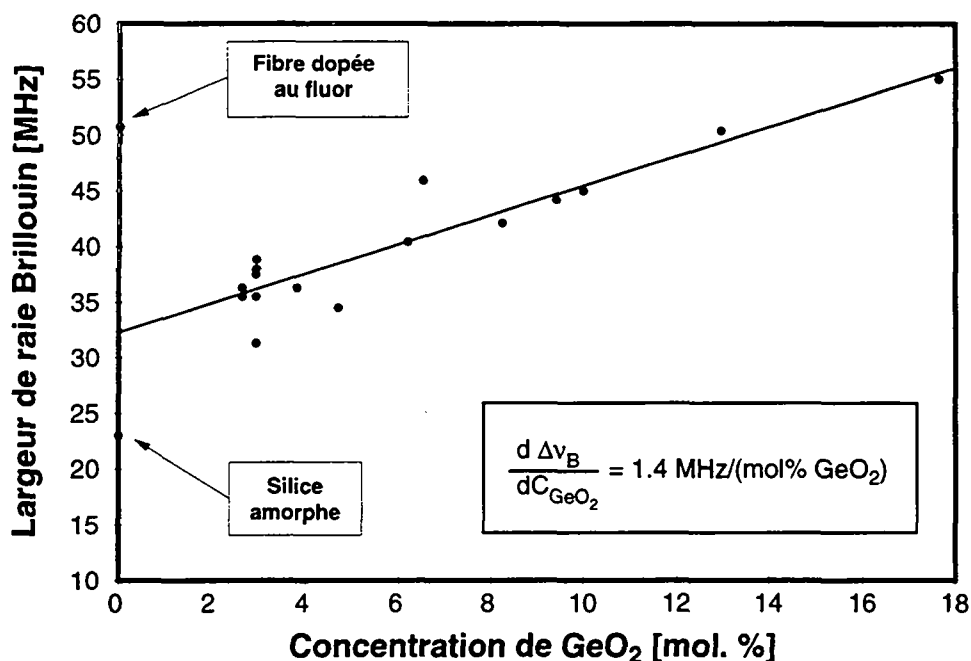


Fig. 5.9 Modification de la largeur de raie Brillouin en fonction de la concentration de germanium dans le coeur de la fibre.

Sur le graphique de la Fig. 5.8, les deux points apparaissant sur l'axe vertical correspondent respectivement à la valeur du décalage Brillouin de la silice amorphe et à la valeur mesurée de la fibre A possédant un coeur exempt de tout dopant. Dans les deux cas la correspondance avec la valeur extrapolée est excellente.

Largeur de raie Brillouin Δv_B en fonction de la concentration de GeO₂

Si l'adjonction de GeO₂ a tendance à diminuer la vitesse des ondes acoustiques, elle en augmente également l'atténuation. En effet, en reportant la valeur de Δv_B des différentes fibres testées en fonction de leur concentration en GeO₂, on s'aperçoit que la largeur de raie Brillouin Δv_B s'accroît progressivement avec la teneur en GeO₂ (Fig.5.9). La largeur de raie étant liée directement à l'amortissement des ondes acoustiques, on en déduit que la présence de germanium dans la silice intensifie leur atténuation. Les mesures effectuées sur les différents échantillons de fibres permettent d'évaluer l'accroissement de la largeur de raie à

$$\frac{d \Delta v_B}{dC_{GeO_2}} = 1.4 \frac{MHz}{mol.\% GeO_2} \quad (V.27)$$

Il faut noter que pour déterminer cette relation, les valeurs de la silice et de la fibre A n'ont pas été prises en compte dans la régression linéaire.

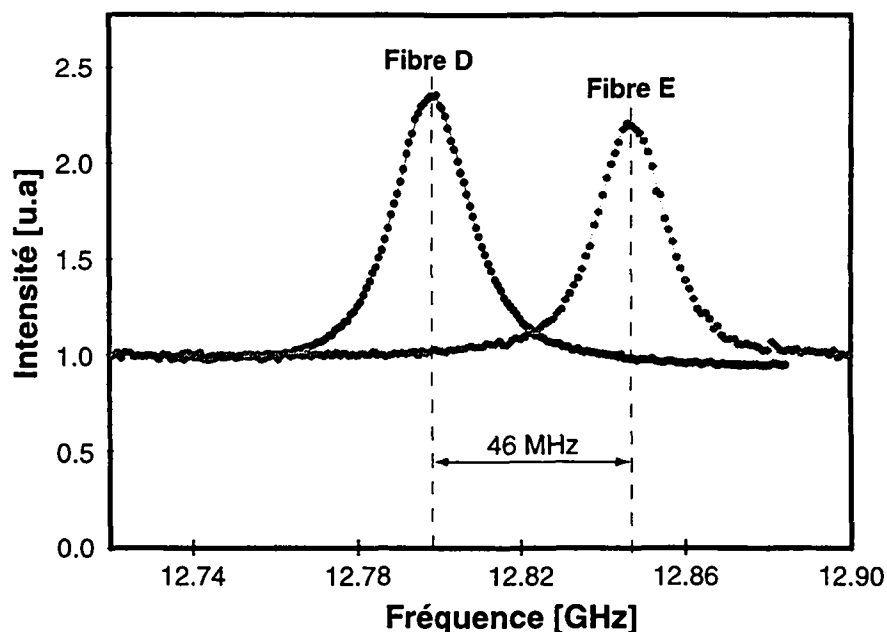


Fig. 5.10 Mesure de la CGB avant (fibre D) et après (fibre E) le procédé de recuit.

Le fait de devoir caractériser des échantillons de fibres d'une centaine de mètres pour des raisons de contraste de mesure, augmente sensiblement l'incertitude sur la détermination de la largeur de raie Brillouin intrinsèque de la fibre. En effet, une anisotropie, même faible, au niveau de la concentration de GeO₂ ou des contraintes internes le long de la fibre introduit localement de légères modifications de la position de la CGB. Ainsi, le gain mesuré, qui correspond au gain intégré sur toute la longueur de l'échantillon, peut présenter une distribution spectrale plus étendue et, par conséquent, une largeur de raie plus importante. Dès lors, il n'est pas étonnant de constater que la largeur de raie la plus étroite ($\Delta\nu_B=31.1$ MHz) appartienne à la fibre E, fibre standard ayant subi un recuit. Le relâchement des contraintes internes à la suite du recuit a donc un effet bénéfique sur l'homogénéité de la fibre, puisque d'une valeur initiale de 37.5 MHz (fibre D), la largeur de raie est réduite à 31.1 MHz. A la suite du refroidissement, le coeur de la fibre subit une contrainte radiale, qui se traduit par l'apparition d'une déformation longitudinale. Cette dernière modifie le décalage Brillouin, qui est directement proportionnel à la valeur de la contrainte (cf. section V.4). Elle disparaît lors du recuit et on observe un déplacement de la CGB vers des fréquences plus élevées. De plus, le recuit provoque une diffusion des molécules de GeO₂ vers l'extérieur du coeur de la fibre et de ce fait, une diminution de la concentration de dopants dans le coeur. Des effets combinés du relâchement des contraintes et de la diffusion du GeO₂ résultent un décalage d'environ 46 MHz supplémentaire, comme on peut le voir à la (Fig. 5.10).

A l'opposé, la fibre standard qui possède la largeur de raie la plus élevée est la fibre G ($\Delta\nu_B=38.8$ MHz), fibre recouverte d'une gaine Nylon. Même si la longueur mesurée n'est que de 63 m, le gainage serré à base de Nylon introduit des contraintes distribuées qui se répercutent sur l'homogénéité de la CGB le long de la fibre. De même, la fibre L présente une largeur de raie anormalement élevée ($\Delta\nu_B=45.9$ MHz). Cet écart, par rapport à la valeur de 42 MHz associée à un taux de germanium de 7 mol.%, est attribué à la structure un peu spéciale de cette fibre. Elle a été en effet, conçue dans l'optique de présenter une biréfringence intrinsèque importante, par le biais d'un coeur comportant une très forte ovalité (>20%). Dans ces conditions extrêmes de fabrication, il est difficile de garantir une parfaite homogénéité au niveau du coeur sur plusieurs dizaines de mètres et, il n'est pas surprenant que la largeur de raie Brillouin subisse un léger élargissement.

En se référant à la valeur de $\Delta\nu_B$ de la silice, on est amené à penser que la structure même de la fibre influence la propagation des ondes acoustiques. En fait, la différence majeure qui existe entre la diffusion Brillouin stimulée dans la silice amorphe et dans les fibres optiques réside dans la notion de modes acoustiques guidés.

Modes acoustiques guidés

Rowell *et al.* furent les premiers à évoquer le phénomène de guidage des ondes acoustiques dans le processus de la diffusion Brillouin [12]. Par la suite, une théorie plus complète a été présentée par Shibata *et al.* [13] et W. M. Henri [14]. Les modes acoustiques guidés peuvent être décrits mathématiquement de manière très similaire aux modes optiques.

| | GeO ₂ | P ₂ O ₅ | TiO ₂ | Al ₂ O ₃ | F ₂ | B ₂ O ₃ |
|-------------------|------------------|-------------------------------|------------------|--------------------------------|----------------|-------------------------------|
| <i>n</i> | / | / | / | / | \ | \ |
| $1/V_a$ | / | / | / | \ | \ | \ |
| Dopants | coeur | coeur | coeur | coeur | manteau | manteau |
| Modes acoustiques | guidés | guidés | guidés | non | non | non |

Tableau 5.3 Les principaux dopants utilisés pour la fabrication des fibres optiques et leurs effets sur l'indice de réfraction et la vitesse acoustique.

C'est la nature et la concentration des dopants dans la fibre qui déterminent les propriétés de guidage du coeur de la fibre pour les ondes acoustiques. En effet, les dopants utilisés n'agissent pas seulement sur l'indice de réfraction, mais aussi sur la

vitesse de phase des ondes acoustiques, et pas tous de la même manière, comme le montre le tableau 5.3.

Les ondes acoustiques impliquées dans le processus de la DBS sont telles que leurs constantes de propagation sont deux fois plus petites que celles des ondes optiques guidées dans la fibre (cf. Chapitre I). De fait, bien que présentant une structure unimodale pour les ondes optiques, une fibre peut, dans certaines conditions, guider un ou plusieurs modes acoustiques, suivant le type et la concentration de dopants utilisés. L'efficacité de l'interaction entre les modes acoustiques et optiques se calcule par le biais d'une intégrale de recouvrement entre leurs distributions respectives. Ainsi, parmi les modes acoustiques transversaux et longitudinaux, la majeure partie du gain Brillouin provient du mode acoustique longitudinal fondamental LP_{01} , parce qu'il possède l'intégrale de recouvrement la plus importante. Toutefois, dans certains cas, les modes acoustiques d'ordre supérieur peuvent présenter une intégrale de recouvrement non nulle et contribuer aussi au gain Brillouin. Le fait qu'ils possèdent des vitesses de propagation différentes implique que le gain qu'ils génèrent apparaît à des fréquences légèrement différentes de la fréquence du pic principal (équation V.25). Ainsi, outre le pic principal, la

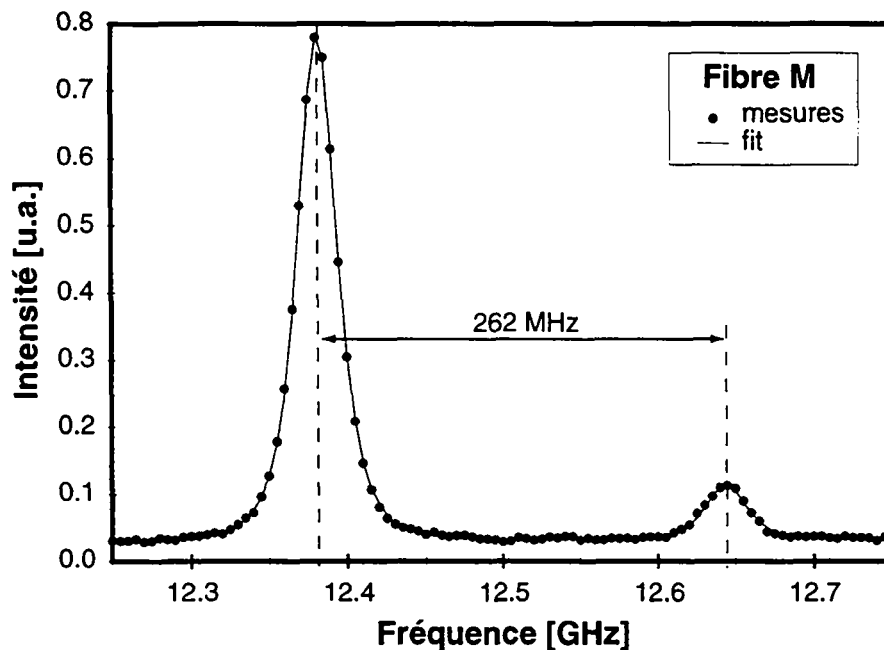


Fig. 5.11 CGB de la fibre M, présentant deux pics, témoignant de la présence de deux modes acoustiques guidés. Les points de mesure sont représentés par des cercles et le trait plein correspond à la courbe théorique ajustée (somme de deux cosinus hyperboliques de lorentzienne).

distribution spectrale du gain Brillouin peut théoriquement comporter de multiples pics de plus faible amplitude.

En observant le tableau 5.3, on s'aperçoit que les fibres dopées au germanium font office de guide d'onde autant acoustique qu'optique. C'est la concentration de GeO_2 qui va alors déterminer le nombre de modes acoustiques guidés. Sur tout l'éventail des fibres au germanium qui ont été testées, seules deux fibres à dispersion décalée, les fibres K et M, ont présenté un second pic dans la distribution spectrale du gain Brillouin, témoignant de la présence d'un deuxième mode acoustique guidé. Ce second pic apparaît décalé de 262 MHz supplémentaires par rapport à la fréquence de l'onde de pompe, comme on peut le voir à la Fig. 5.11. Le tableau 5.4 résume les caractéristiques des deux pics de la CGB des fibres M et K.

Il est intéressant de noter que l'adjonction de fluor à la silice permet de créer un guide d'onde optique qui possède des propriétés anti-guidantes pour les ondes acoustiques. Les ondes acoustiques présentes dans le coeur sont par conséquent rapidement transmises au manteau de la fibre, où elles ne participent plus à l'interaction Brillouin stimulée avec le mode optique guidé. Cette atténuation supplémentaire pour les ondes acoustiques du coeur se traduit par un élargissement de la largeur de raie Brillouin, comme en témoigne la largeur de raie de la fibre A ($\Delta\nu_B=50.7$ MHz), nettement plus importante que la largeur des fibres dopées au GeO_2 . Il faut noter également que l'efficacité de la DBS s'en trouve globalement diminuée, ce qui peut se révéler très intéressant dans les applications où la DBS est un effet nuisible, comme c'est le cas dans le domaine des télécommunications à fibres optiques par exemple.

| | Profil d'indice | Pic principal | | Second pic | |
|---------|--------------------------|------------------|------------------------|------------------|------------------------|
| | | ν_{B1} [GHz] | $\Delta\nu_{B1}$ [MHz] | ν_{B2} [GHz] | $\Delta\nu_{B2}$ [MHz] |
| Fibre K | Triangulaire avec anneau | 12.389 | 40.7 | 12.662 | 40.3 |
| Fibre M | Triangulaire | 12.331 | 42.5 | 12.593 | 51.8 |

Tableau 5.4 Caractéristiques des CGB des fibres K et M possédant chacune deux pics distincts séparés respectivement par 273 et 262 MHz

Coefficient de gain Brillouin g_B et biréfringence

Au chapitre IV, il a été démontré que la mesure du gain Brillouin pouvait, suivant la biréfringence de la fibre, présenter une certaine dépendance envers la polarisation, qui a été de fait incluse dans le coefficient η de l'équation V.24. Néanmoins, une mesure précise du coefficient de gain Brillouin g_B peut être réalisée en mesurant la CGB à deux reprises, et en recherchant à chaque fois les états de polarisation fournissant un contraste minimum et maximum. A partir de ces deux mesures, l'équation IV.27 permet de retrouver la valeur de g_B , et ceci quelle que soit la biréfringence de la fibre. La répartition du gain entre ces deux mesures véhicule une information d'une part sur la quantité de biréfringence de la fibre testée, et d'autre part sur le degré de mélange des polarisations. Dans le tableau 5.2, la valeur de cette répartition est donnée en pour-cent du gain total. Les fibres comportant une très forte biréfringence présentent une répartition proche, voire égale à 0%-100%. C'est le cas des fibres L, O et Q. Les fibres standard A, B, D, F, G et H, ainsi que la fibre spéciale N, possèdent une faible biréfringence, mais un bon mélange des polarisations sur la distance testée (environ 140 m). On retrouve dans ce cas la répartition 1/3-2/3 caractéristique des fibres à basse biréfringence, et prédite théoriquement au chapitre IV. La fibre ayant subi un recuit comporte une biréfringence trop faible pour assurer un mélange complet des polarisations sur les 111 mètres testés. La répartition mesurée n'est ici que de 28%-72%. A l'opposé, les fibres J, K et M ont une biréfringence importante, mais pas suffisante pour préserver la polarisation sur toute la longueur de l'échantillon. On obtient alors des valeurs intermédiaires allant de 13%-87% à 24%-76%.

Au vu de la difficulté d'évaluer la surface effective du mode guidé A_{eff} , le rapport g_B/A_{eff} fournit une information plus précise sur l'importance de la DBS dans les fibres que la valeur du coefficient g_B seul. Cette grandeur permet également de calculer directement le gain généré par une puissance donnée par unité de longueur, et ainsi comparer facilement différentes fibres. Le rapport g_B/A_{eff} des différents échantillons de fibres figure également dans le tableau 5.3. On s'aperçoit que, comme on pouvait s'y attendre, plus le rayon du mode guidé est petit, plus le gain est important. L'efficacité de la DBS dépendant de l'intensité de l'onde de pompe, pour une puissance donnée, l'intensité sera d'autant plus grande que les dimensions du mode guidé sont petites.

A partir de la mesure du rayon du mode guidé w_0 , la surface effective A_{eff} peut être simplement évaluée par la formule (V.19). Le coefficient de gain g_B peut ensuite être déterminé pour chacune des fibres testées. La Fig. 5.12 représente la valeur du coefficient g_B en fonction de la concentration de GeO_2 de la fibre. Même si de fortes fluctuations sont observées, aucune corrélation précise n'apparaît entre gain et concentration de dopants dans le coeur. Ceci tend à confirmer l'hypothèse que l'interaction Brillouin stimulée a lieu de manière prédominante dans le coeur de la fibre, et que par conséquent la surface effective A_{eff} doit être pondérée par l'intégrale de recouvrement entre la distribution transversale de champ du mode guidé et le profil d'indice [15]. De ce fait, le gain le plus élevé est obtenu pour les fibres possédant un profil d'indice uniforme et dépourvues de "dip" central (sorte de trou dans le profil d'indice) caractéristique du procédé de fabrication MCVD (fibre N). A l'opposé, le gain le plus faible provient des fibres à profil d'indice triangulaire (fibres K et M), et des fibres comportant un "dip" important (fibres A et Q). Il est intéressant de remarquer que le recuit a provoqué une uniformisation de la concentration de germanium et une probable suppression du "dip" central du profil d'indice. Le coefficient de gain subit alors une augmentation et passe de 2.27×10^{-11} m/W (fibre D) à 3.04×10^{-11} m/W (fibre E).

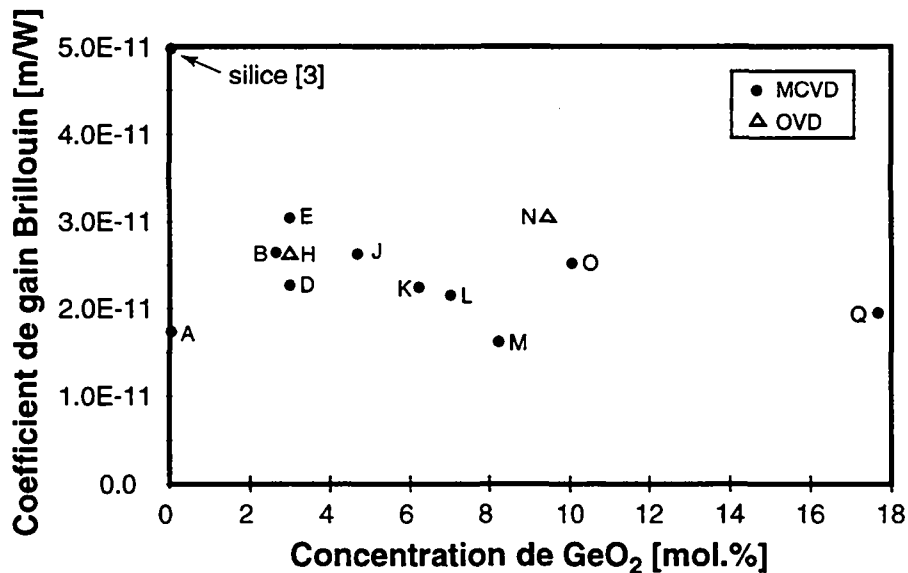


Fig. 5.12 Coefficient de gain Brillouin en fonction du taux de GeO_2 des différentes fibres testées.

Fibres à maintien de polarisation

Certaines fibres comportent une biréfringence élevée, introduite volontairement lors de la fabrication (cf. V.1.4). Ces fibres sont communément appelées fibres à *maintien de polarisation*, du fait que les couplages entre modes sont extrêmement faibles. La valeur du décalage Brillouin étant directement proportionnel à l'indice de réfraction (cf. relation (V.23)), une forte biréfringence introduit un dédoublement de la CGB, chaque courbe correspondant à chacun des axes de biréfringence de la fibre. Des mesures de la CGB, sur un échantillon d'une cinquantaine de mètres de fibre à maintien de polarisation, révèlent effectivement un léger décalage, témoignant de la différence d'indice (Fig. 5.13). Ces deux mesures ont été réalisées en alignant successivement l'orientation des polarisations (linéaires) des signaux de pompe et de test selon l'un et l'autre des axes de biréfringence. L'écart en fréquence entre les deux courbes s'élève à 2.3 MHz, ce qui correspond à une biréfringence B de 1.8×10^{-4} . La relation (V.9) permet de calculer la longueur de battement de la fibre à une longueur d'onde donnée. La biréfringence mesurée se traduit donc par une longueur de battement de:

$$L_B = \frac{\lambda_0}{B} = 7.3 \text{ mm} \quad (\text{V.28})$$

à la longueur d'onde de $1.32 \mu\text{m}$.

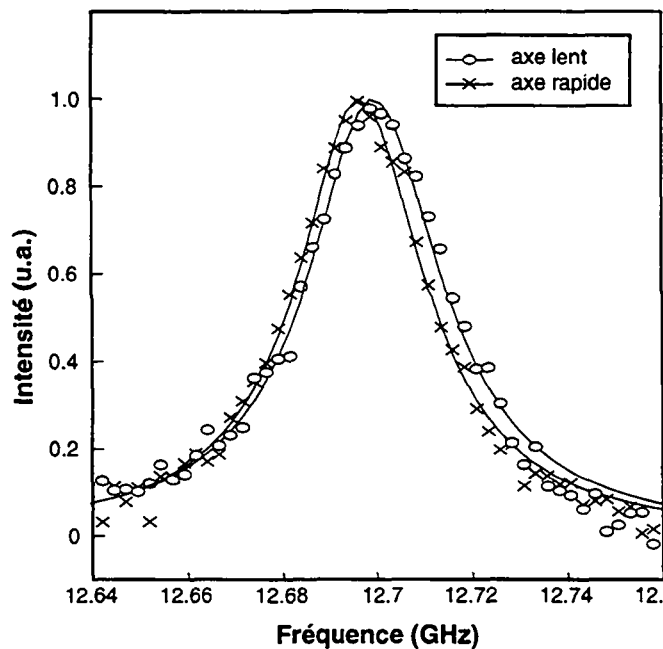


Fig. 5.13 Courbes de gain Brillouin d'une fibre à maintien de polarisation mesurées selon chacun des axes de biréfringence.

V.4. Influence des contraintes sur la CGB

V.4.1. Dispositif expérimental

Un système de poulies en Téflon a été ajouté à la configuration expérimentale de la Fig. 3.6, de manière à pouvoir mesurer la CGB de plusieurs échantillons de fibre soumis à une certaine contrainte. Il permet d'étirer facilement une fibre d'une longueur allant de 30 à 60 mètres tout en contrôlant avec précision son allongement relatif. Le système de mesure de la CGB de la fibre quant à lui n'a pas subi de modifications, comme on peut le voir à la Fig. 5.14. Pour assurer une distribution uniforme des contraintes dans la fibre étirée, celle-ci doit être la plus courte possible. En fonction de l'échantillon de fibre testé et de son gain Brillouin, la longueur testée peut être ramenée à une soixantaine de mètre pour les fibres standard et même à une trentaine de mètre pour les fibres à dispersion compensée, tout en conservant un contraste de mesure de la CGB suffisant.

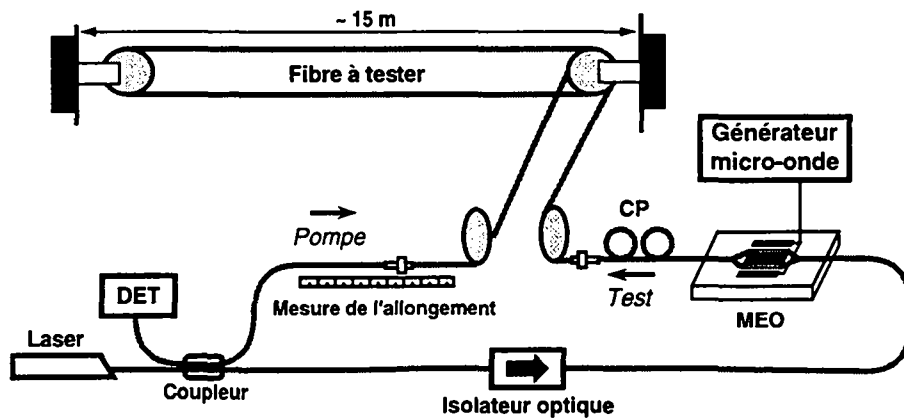


Fig.5.14 Schéma expérimental utilisé pour mesurer l'effet des contraintes sur la CGB. CP: contrôleur de polarisation, MEO: modulateur électro-optique.

V.4.2. Effet de l'allongement de la fibre sur sa CGB

Des échantillons des fibres D, F, G et M ont été successivement testés jusqu'à 1 % d'allongement. Leur longueur respective est indiquée dans le tableau 5.5.

L'effet global de l'étirement de la fibre sur le gain Brillouin est illustré par la Fig. 5.15, qui représente la CGB de la fibre D étirée respectivement de 0, 0.3 et 0.5 %. Il apparaît qu'une contrainte appliquée à la fibre a pour effet de déplacer la CGB vers des fréquences plus élevées [16]. Cet accroissement du décalage Brillouin ν_B est, de surcroît, parfaitement linéaire, comme on peut le voir à la Fig. 5.16.a. Pour la fibre D,

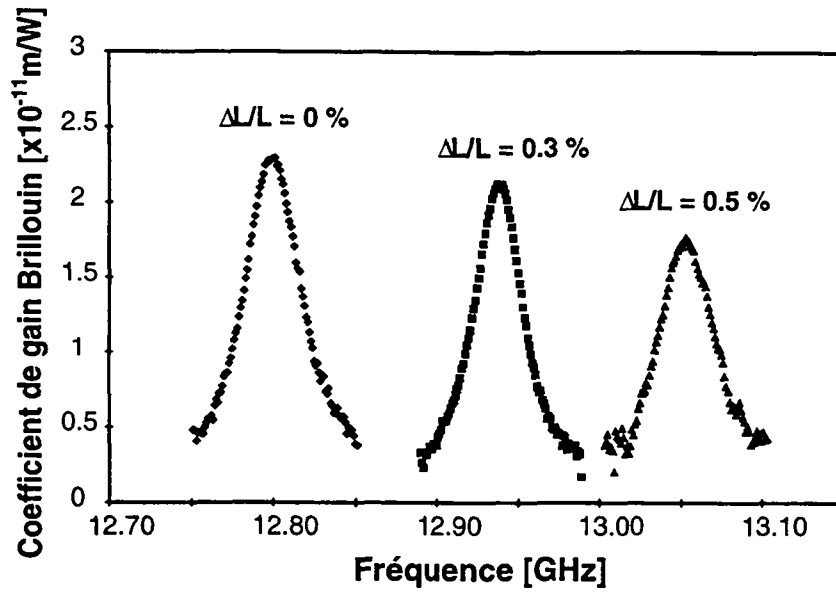


Fig. 5.15 CBG de la fibre D étirée de respectivement 0, 0.3 et 0.5 %

la valeur expérimentale de l'augmentation du décalage ν_B en fonction de l'élongation vaut:

$$C_s = \frac{\partial \nu_B}{\partial \varepsilon} = 594.1 \frac{\text{MHz}}{\% \varepsilon} \quad (V.29)$$

De manière à pouvoir comparer les différentes fibres entre elles, le coefficient C_s est normalisé par rapport à la fréquence Brillouin de la fibre au repos:

$$C'_s = \frac{1}{\nu_B} \frac{\partial \nu_B}{\partial \varepsilon} \quad (V.30)$$

Par ailleurs, si le coefficient de gain semble légèrement diminuer à partir d'une

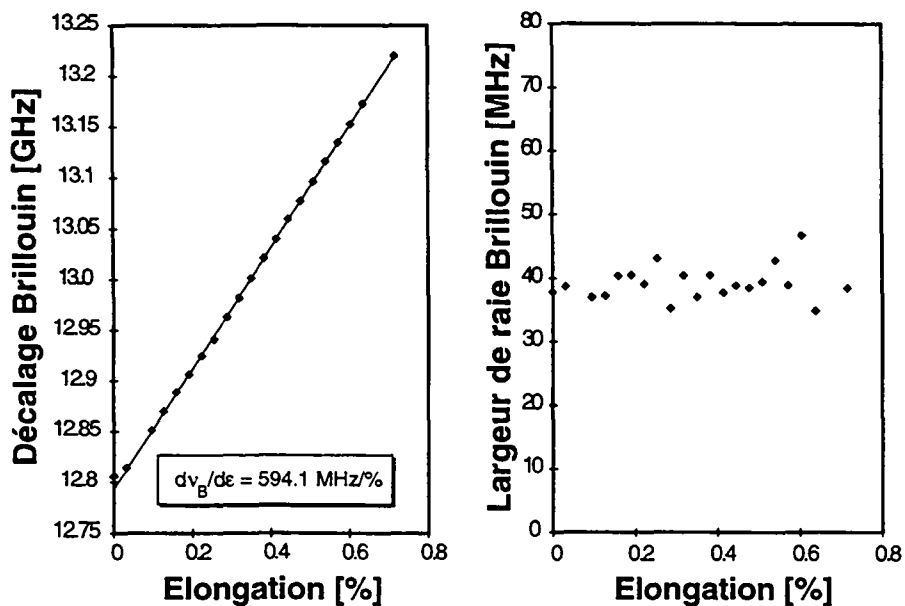


Fig.5.16 Décalage Brillouin et largeur de raie Brillouin en fonction de l'allongement de la fibre (fibre D).

certaine contrainte appliquée, la largeur de raie Brillouin, quant à elle, ne subit que peu de modifications, comme le prouve la Fig. 5.16.b. Néanmoins, la non-uniformité de la distribution des contraintes le long de la fibre conduit immédiatement à un élargissement de la largeur de gain Brillouin, si bien que la valeur de la largeur de raie fluctue malgré tout de $\pm 5\text{MHz}$, sur l'ensemble des mesures; ces variations pourraient masquer l'effet d'une contrainte sur la largeur de raie, si celle-ci reste faible.

Les quatre fibres caractérisées exhibent un accroissement linéaire du décalage en fréquence Brillouin sur une plage de 1% d'allongement. Les coefficients de contraintes normalisés mesurés C'_s sont présentés dans le tableau 5.5. La gaine Nylon ne semble pas influencer le comportement de la fibre puisque le coefficient C'_s de la fibre G est quasiment identique à celui de la fibre F (fibre de la même provenance, mais possédant une gaine acrylate). Il est toutefois évident que la force appliquée pour allonger d'une valeur donnée dépend, elle, du type de gaine de la fibre.

| Fibre | Longueur testée [m] | Décalage en fréquence Brillouin (à 20 °C) ν_B [GHz] | Coefficient C_s [MHz/% ϵ] | Coefficient C'_s normalisé. |
|-------|---------------------|---|---------------------------------------|-------------------------------|
| D | 62.8 | 12.7974 | 594.1 | 4.64 |
| M | 34.2 | 12.3343 | 560.9 | 4.55 |
| F | 62.8 | 12.77 | 603.4 | 4.73 |
| G | 62.8 | 12.77 | 596.8 | 4.67 |

Tableau 5.5 Tableau résumant les mesures de l'effet des contraintes sur le décalage Brillouin des différentes fibres optiques testées.

V.4.3. Evaluation théorique de l'effet des contraintes

Le décalage Brillouin ν_B est proportionnel à la vitesse acoustique V_a et à l'indice de réfraction n (équation V.23). Le coefficient relatif aux contraintes C'_s peut, de ce fait, être évalué comme suit:

$$C'_s = \frac{1}{\nu_B} \frac{\partial \nu_B}{\partial \epsilon} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \epsilon} + \frac{1}{V_a} \frac{\partial V_a}{\partial \epsilon} \quad (\text{V.31})$$

La vitesse acoustique V_a , quant à elle, est donnée par [17]

$$V_a = \sqrt{\frac{E(1-\kappa)}{(1+\kappa)(1-2\kappa)\rho}} \quad (\text{V.32})$$

où κ est le nombre de Poisson, E le module de Young et ρ la densité de la fibre. Les variations de la vitesse acoustique dues à la présence de contraintes peuvent, par conséquent, s'exprimer de la manière suivante:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_a} \frac{\partial V_a}{\partial \varepsilon} &= \frac{1}{V_a} \left(\frac{\partial V_a}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial V_a}{\partial \kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial V_a}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} \right) = \delta E + \delta \kappa + \delta \rho \\ &= \frac{1}{2E} \frac{\partial E}{\partial \varepsilon} + \frac{\kappa(2-\kappa)}{(1-\kappa^2)(1-2\kappa)} \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon} - \frac{1}{2\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} \end{aligned} \quad (V.33)$$

Les variations d'indice de réfraction, introduites par l'application de contraintes, sont liées aux déformations par le tenseur élasto-optique. Dans le cas d'une fibre isotrope, le tenseur élasto-optique ne comporte que deux composantes différentes, les coefficients p_{11} et p_{12} . Par ailleurs, on démontre que les variations d'indice de réfraction sont données par l'expression [18]:

$$\delta n = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} = -\frac{n^2}{2} [p_{12} - \kappa(p_{11} + p_{12})] \quad (V.34)$$

Bertholds *et al.* ont déterminé expérimentalement les valeurs des deux coefficients élasto-optiques, ainsi que le nombre de Poisson d'une fibre en silice [19]. Ces valeurs, ainsi que d'autres grandeurs importantes de la fibre, sont répertoriées dans le tableau ci-dessous.

La modification de la densité ρ suite à un allongement se calcule à partir de la variation de volume engendrée et peut s'exprimer ainsi:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} = -(1 - 2\kappa) \quad (V.35)$$

La silice a ceci de particulier qu'elle présente un comportement non-linéaire en présence d'une contrainte. Celui-ci se traduit par une modification du module de Young et du nombre de Poisson lors de l'apparition d'une déformation. Ces variations ont été mesurées expérimentalement et peuvent être estimées à respectivement [20].

$$\frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial \varepsilon} = 5.75 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon} = 3.07 \quad (V.36)$$

| | |
|---|--|
| Coefficients élasto-optiques | $p_{11} = 0.113; p_{12} = 0.252$ |
| Nombre de Poisson | $\kappa = 0.16$ |
| Indice de réfraction à $1.32 \mu\text{m}$ | $n = 1.447$ |
| Densité | $\rho = 2.21 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ |
| Module de Young | $E = 7.2 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ |

Tableau 5.6 Valeurs de quelques grandeurs importantes des fibres en silice

Finalement, les diverses contributions de la modification du décalage Brillouin en fonction de la déformation subie par la fibre peuvent être quantifiées ainsi:

$$\begin{aligned} \delta n &= -0.32 \\ \delta E &= 2.875 \\ \delta \kappa &= 1.364 \\ \delta \rho &= 0.34 \end{aligned} \quad \text{d'où} \quad C_s' = \frac{1}{v_B} \frac{\partial v_B}{\partial \varepsilon} = 4.26 \quad (V.37)$$

Les deux contributions majeures proviennent de la non-linéarité du module de Young et du nombre de Poisson. Malgré la difficulté de les quantifier précisément, du fait de la complexité du phénomène et de la structure de la fibre, la valeur calculée du coefficient C_s' est proche des valeurs mesurées, mais néanmoins un peu faible. Par ailleurs, il est surprenant de constater que dans des conditions aussi particulières, le décalage Brillouin présente une dépendance parfaitement linéaire envers l'allongement de la fibre.

V.5. Influence de la température sur la CGB.

V.5.1. Détermination expérimentale des effets de la température

L'utilisation d'une enceinte à température contrôlée ($\pm 0.1^\circ\text{C}$) permet de varier à souhait la température des échantillons à tester sur une gamme allant de -25° à 90°C , tout en garantissant une uniformité thermique parfaite de la fibre. La CGB peut, dans ces conditions, être mesurée à différentes températures à l'aide du montage de la Fig. 3.6. La dénomination ainsi que la longueur des fibres testées sont indiquées dans le tableau 5.7. La Fig. 5.17 illustre clairement les conséquences d'un changement de température sur la CGB de la fibre, ici la fibre Q. Celle-ci y est représentée à trois températures différentes: -25° , 30° et 90°C . Il apparaît qu'une élévation de la température a pour effet de déplacer toute la CGB vers des fréquences plus élevées et de modifier sensiblement sa forme. En d'autres termes, lorsque la température augmente, le décalage Brillouin subit un accroissement, le sommet de la CGB s'élève, alors que sa largeur diminue. L'allure de la CGB n'en demeure pas moins parfaitement lorentzienne.

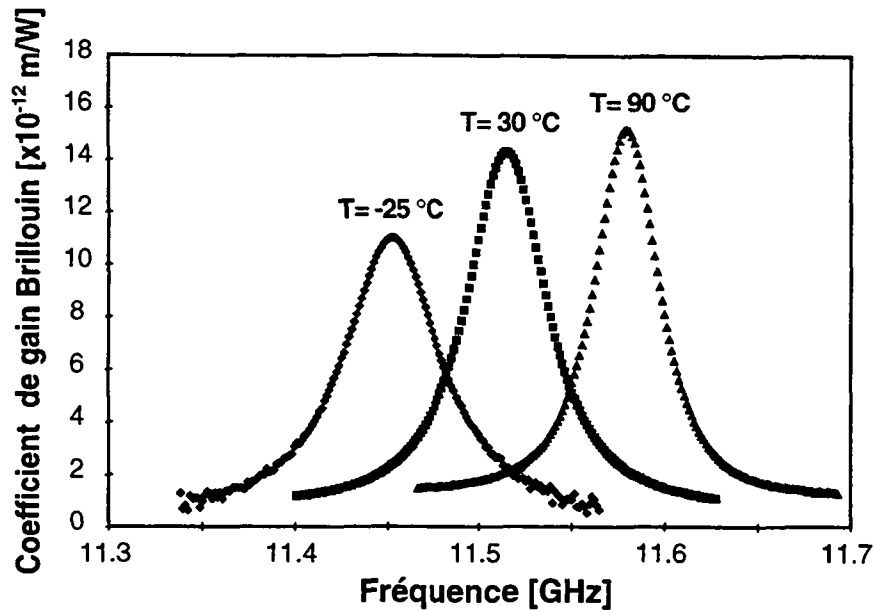


Fig. 5.17. CGB de la fibre Q à trois températures différentes, -25°, 30° et 90°.

L'accroissement du décalage Brillouin ν_B avec la température présente une linéarité parfaite, comme on peut s'en convaincre en observant la Fig. 5.18. Le coefficient thermique de la fibre standard en question (fibre D) vaut:

$$C_T = 1.361 \text{ MHz}/^\circ\text{C} \quad (\text{V.38})$$

une fois normalisé par rapport à la valeur du décalage en fréquence Brillouin à température ambiante, ce dernier correspond à:

$$C_T' = \frac{1}{\nu_B} \frac{\partial \nu_B}{\partial T} = 106.6 \text{ ppm}/^\circ\text{C} \quad (\text{V.39})$$

La largeur de raie de la CGB est liée à la propagation des ondes acoustiques, et plus précisément à leur amortissement. Les mesures réalisées sur différentes fibres présentent toute une augmentation de la largeur de raie à basse température, témoignant d'une intensification de l'amortissement des ondes acoustiques lorsque la température décroît. Ce comportement est parfaitement visible à la Fig. 5.18, représentant la largeur de raie des fibres D, M et Q. Une étude sur l'absorption des ondes acoustiques dans les milieux amorphes, tels que le quartz fondu et différents verres, a démontré qu'il existe un phénomène de résonance du matériau autour de 120°K, qui introduit une absorption importante des ondes acoustiques [21]. Dans ces matériaux, à la température à laquelle apparaît la résonance, la largeur de raie Brillouin s'élargit jusqu'à des valeurs de plusieurs centaines de MHz. Le comportement des fibres à température ambiante peut être attribué à un phénomène semblable, et la décroissance observée sur la plage de mesure -30° à

Les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin

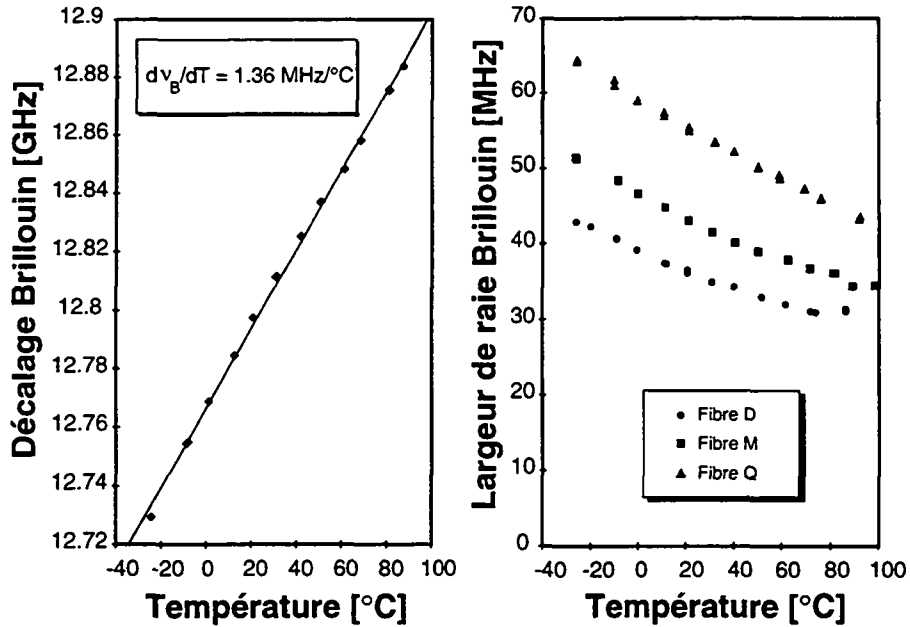


Fig.5.18. Dépendance en température du décalage Brillouin de la fibre D et de la largeur de raie Brillouin des fibres D, M et Q.

90°C correspond à la queue d'un pic d'absorption apparaissant à basse température. Seules des mesures à plus basse température permettraient de localiser précisément ce pic d'absorption et de quantifier son importance.

Il a été mentionné dans la section V.3.2 que l'adjonction de GeO_2 augmentait l'amortissement des ondes acoustiques, et par conséquent la largeur de raie Brillouin. Les tests thermiques confirment ici cette affirmation et amènent à penser que l'adjonction de dopants accroît l'intensité du pic d'absorption à basse température.

L'observation de la CGB à différentes températures (Fig. 5.17) indique que le coefficient de gain Brillouin subit une augmentation avec la température. Néanmoins, il a été démontré que la largeur de raie, elle, a tendance à se rétrécir. En évaluant le gain Brillouin sur l'intégralité du spectre optique, on s'aperçoit que le gain global, autrement dit l'intégrale de la CGB sur tout le spectre, est proportionnel au produit $g_B \Delta \nu_B$:

$$\int_0^{\infty} g_B(\nu) d\nu = \int_0^{\infty} \frac{g_B \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_B}{2}\right)^2} d\nu \cong \pi g_B \Delta \nu_B \quad (V.40)$$

En reportant le produit $g_B \Delta \nu_B$ en fonction de la température pour plusieurs fibres, il apparaît que le gain Brillouin ne varie pas avec la température, et que l'augmentation apparente du coefficient de gain Brillouin compense exactement le

rétrécissement de la largeur de la CGB. Cette constatation démontre, par ailleurs, l'invariabilité de l'électrostriction avec la température.

Des tests thermiques ont été conduits sur les fibres D, E, G, H, M et Q. Même si ces fibres ont des profils d'indice différents, elles se comportent toutes de manière similaire et, en particulier, présentent une réponse parfaitement linéaire du décalage Brillouin à une augmentation de température. La fibre G fait toutefois exception, en ce sens qu'elle possède d'une part un coefficient C_T plus élevé, et d'autre part un comportement différent suivant la gamme de température. Le cas de la fibre G sera traité plus en détail dans ces lignes, à la section V.5.2.

| Fibre | Longueur testée [m] | Décalage en fréquence Brillouin (à 20 °C) ν_B [GHz] | Coefficient thermique C_T [MHz/°C] | Coefficient thermique normalisé C'_T [ppm/°C] |
|-------|---------------------|---|--------------------------------------|---|
| D | 141 | 12.7974 | 1.361 | 106.6 |
| E | 111 | 12.8434 | 1.353 | 105.6 |
| H | 142 | 12.8082 | 1.213 | 94.9 |
| M | 129 | 12.3343 | 1.234 | 100.3 |
| Q | 147 | 11.504 | 1.053 | 91.7 |
| G | 63 | 12.77 | 3.683 (T<30°C) 1.76 (T>30°C) | 288.4 139.4 |

Tableau 5.8 *Résumé des tests thermiques effectués sur différents échantillons de fibres.*

V.5.2. *Evaluation de l'influence de la gaine*

La dépendance en température du décalage en fréquence Brillouin ν_B dans une fibre unimodale gainée présente deux contributions distinctes [22]:

$$C_T = \left(\frac{\partial \nu_B}{\partial T}\right)_1 + \left(\frac{\partial \nu_B}{\partial T}\right)_2 \quad (V.41)$$

Le premier terme représente la dépendance en température intrinsèque du décalage Brillouin de la silice. Cette dépendance provient essentiellement des modifications de la vitesse acoustique et de l'indice de réfraction lorsque la température varie. Le second terme prend en compte le décalage en fréquence supplémentaire provoqué par les contraintes induites par les variations de température dans des fibres gainées:

$$\left(\frac{\partial \nu_B}{\partial T}\right)_2 = \left(\frac{\partial \nu_B}{\partial \epsilon}\right) \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right) = C_s \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \quad (V.42)$$

Les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin

Le coefficient C_s a été mesuré pour différentes fibres et est de l'ordre de 5.9×10^4 MHz à $1.32 \mu\text{m}$ (cf. section V.4). Les contraintes longitudinales induites par une différence entre les coefficients d'expansion de la fibre et du matériau constituant la gaine peuvent être estimées grâce à l'expression suivante:

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right) = \frac{E_g A_g}{E_g A_g + E_{Si} A_{Si}} (\alpha_g - \alpha_{Si}) \quad (V.43)$$

où E_g , E_{Si} , A_g , A_{Si} , α_g et α_{Si} sont respectivement les modules d'élasticité, surfaces et coefficients d'expansion thermique de la gaine (g) et de la silice (Si).

Les caractéristiques des fibres testées (silice et matériaux constituant la gaine enrobant la silice) sont résumées dans le tableau ci-dessous.

| | Silice | Gaine acrylate | Nylon |
|--|----------------------|----------------------|----------------------|
| Module de Young E [N/m^2] | 7.2×10^{10} | 4.4×10^8 | 1×10^9 |
| Coeff. d'expansion thermique α [$1/^\circ C$] | 5×10^{-7} | 1×10^{-4} | 1×10^{-4} |
| Diamètre extérieur [m] | 125×10^{-6} | 250×10^{-6} | 900×10^{-6} |

Après calculs, la contribution des contraintes induites thermiquement vaut:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v_B}{\partial T}\right)_2 &= 0.1 \text{ MHz} / ^\circ C && \text{gaine acrylate} \\ \left(\frac{\partial v_B}{\partial T}\right)_2 &= 2.46 \text{ MHz} / ^\circ C && \text{gaine Nylon} \end{aligned} \quad (V.44)$$

Par conséquent, l'effet de la gaine est prépondérant dans le cas d'un enrobage Nylon et apparaît comme négligeable dans le cas d'une gaine acrylate. Cette dernière constatation est prouvée par les mesures réalisées sur les fibres D et E. Rappelons que parmi ces deux fibres, provenant de la même production, la fibre E a subi un recuit et par conséquent ne possède plus de gaine de protection. Leurs coefficients thermiques valent respectivement 1.361 et 1.353 MHz/ $^\circ C$. La contribution des contraintes induites par la présence de la gaine acrylate est donc inférieure à 10 kHz/ $^\circ C$. La dépendance intrinsèque du décalage Brillouin de la silice peut ainsi être estimée à 1.35 MHz/ $^\circ C$ à une longueur d'onde de $1.32 \mu\text{m}$. Cette valeur a tendance à diminuer quelque peu lorsque la concentration de dopants augmente, comme on peut le voir en examinant les valeurs des fibres M et Q répertoriées dans le tableau 5.8.

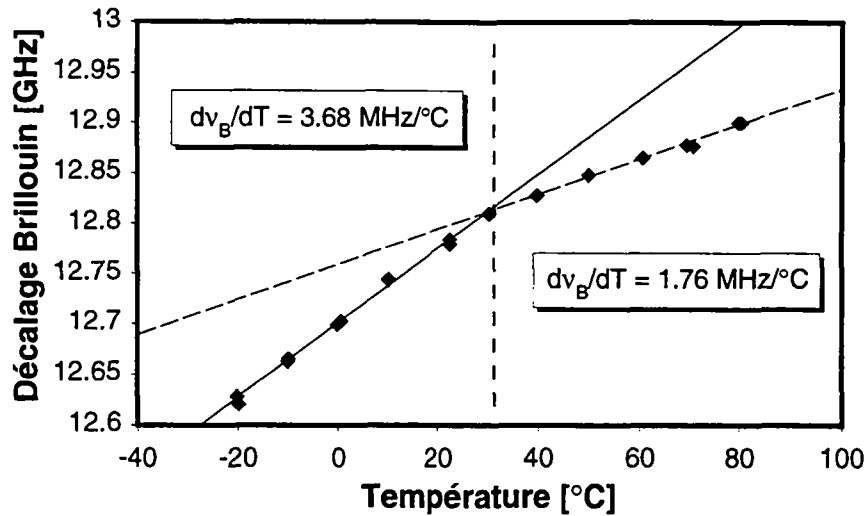


Fig. 5.19 Dépendance en température du décalage Brillouin de la fibre G, fibre enrobée d'une gaine Nylon de 0.9mm de diamètre.

La Fig. 5.19 illustre l'effet de l'enrobage Nylon sur la variation du décalage Brillouin en fonction de la température. Sur la plage de température allant de -30° à $+90^{\circ}\text{C}$, la réponse $\nu_B(T)$ de la fibre G présente clairement deux comportements différents. Pour des températures inférieures à 30°C , elle se trouve être parfaitement linéaire, tout en ayant pour caractéristiques un coefficient C_T élevé du fait de l'importance des contraintes induites thermiquement par le Nylon. Cependant au-delà de 30°C , la pente s'infléchit légèrement. Aux environs de 30°C , le Nylon change de phase et commence à se ramollir, ce qui se traduit par une diminution de la valeur de son module d'élasticité, et par conséquent, un relâchement des contraintes induites dans la silice.

Une grande partie des résultats apparaissant dans ce chapitre a été présentée à l'occasion de plusieurs conférences [23] [24] [25] et a fait l'objet d'une publication [26].

Références du chapitre V

- [1] A.W. Snyder and J.D. Love, "Optical waveguide theory", Chapman and Hall, London, New York, 1983
- [2] L.B. Jeunhomme, "Single-mode fiber optics", Optical Engineering/Volume 4, Marcel Dekker, New York, 1983
- [3] G.P Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Academic press, San Diego, 1989
- [4] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, "Fondamentals of photonics", Wiley Series in Pure and Applied Optics, New York, 1991
- [5] M.J. Adams and I.D. Henning, "Optical fibers and sources for communications", Plenum press, New York, 1990
- [6] W.T. Anderson and D.L. Philen, "Spot size measurements for single-mode fibers - A comparison of four techniques", IEEE J. Lightwave Technol., Vol. LT-1, p. 20, 1983
- [7] W.T. Anderson, V. Shah, L Curtis, A.J. Johnson and J.P. Kilmer, "Mode-field diameter Measurements for single-mode fibers with non-gaussian field profiles", IEEE J, Lightwave Technol., Vol. LT-5, p. 211, 1987.

Les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin

- [8] K. Petermann, "Constraints for fundamental-mode spot size for broadband dispersion-compensated single-mode fibres", *Electron. Lett.*, Vol.19, p. 712, 1983.
- [9] C. Pask, "Physical interpretation of Petermann's strange spot size for single-mode fibres", *Electron. Lett.*, Vol. 20, p. 144, 1984.
- [10] Y. Namihiro, "Relationship between nonlinear effective area and modefield diameter for dispersion shifted fibers", *Electron. Lett.*, Vol.30, p. 262, 1994.
- [11] W.T. Anderson, "Consistency of measurement methods for the mode field radius in a single-mode fiber", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-2, p. 191, 1984.
- [12] N.L. Rowell, P.J. Thomas, H.M. van Driel, and G.I. Stegeman, "Brillouin Spectrum of Single-Mode Optical Fibers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 34, p.139, 1979.
- [13] N. Shibata, K. Okamoto and Y. Azuma, "Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO₂-doped-core single-mode fibers", *J. Opt. Soc. Am.B*, Vol.6, p.1167, 1989.
- [14] W.M. Henri, "Fibre acoustic modes and stimulated Brillouin scattering", *International J. Optoelectron.*, Vol. 7, No. 4, p. 453.
- [15] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy and R.M. Derosier, "Spontaneous Brillouin Scattering for Single-Mode Fiber Characterisation", *Electron. Lett.*, Vol. 22 p. 1011, 1986.
- [16] T. Horiguchi, T. Kurashima and M. Tateda, "Tensile Strain Dependence of Brillouin Frequency Shift in Silica Optical Fibers", *IEEE Photonics Tech. Lett.*, Vol 1, p.107, 1989.
- [17] S.P. Timoshenko and J.N. Goodier, "Theory of Elasticity", New York: MacGraw-Hill, 1970, Chap. 14
- [18] L. Thévenaz, "Effet et mesure de la dispersion dans les guides d'ondes optiques", Thèse N° 2294, Université de Genève, 1988.
- [19] A. Bertholds and R. Dändliker, "Determination of the individual strain-optic coefficients in single-mode optical fibers", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-6, p. 17, 1988
- [20] F.P. Mallinder and B.A. Proctor, "Elastic constants of fused silica as a function of large tensile strain", *Phys. Chem. Glasses*. Vol. 5, No. 4, p. 91, 1964
- [21] A.S. Pine, "Brillouin Scattering Study of Acoustic Attenuation in Fused Quartz", *Phys. Rev.*, Vol.185, p. 1187, 1969.
- [22] T. Kurashima, T. Horiguchi and M. Tateda "Thermal effects on the Brillouin Frequency Shift in jacketed optical silica fibers", *Appl. Opt.*, Vol. 29, p. 2219, 1990.
- [23] L.Thévenaz, M. Niklès, J. Boschung, Ph. Robert, "High accuracy Brillouin gain spectrum measurements of single-mode fibers and relation with fiber parameters", European COST workshop 94: Optical telecommunications, Nice, April 17-21, p. 295, 1994.
- [24] M. Niklès, L.Thévenaz, Ph. Robert, "High accuracy Brillouin gain spectrum measurements of single-mode fibers", Symposium on optical fiber measurements '94, Boulder Co, NIST special publication 839, p. 211, 1994.
- [25] M. Niklès, Ch. Gabioud, L.Thévenaz, Ph. Robert, "High accuracy measurements of temperature and strain-dependence of Brillouin gain in single-mode fibers", 3rd optical fiber measurements conference OFMC'95, Liège, Belgium, Technical program, paper VII.2, 1995.
- [26] M. Niklès, L.Thévenaz, Ph. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode fibers", à paraître dans *IEEE J. Lightwave Technol.*

VI. Capteurs distribués à effet Brillouin

Les caractéristiques de la lumière issue de la diffusion Brillouin stimulée (DBS) dans les fibres optiques subissent des modifications suite à des variations de température ou à l'application de contraintes. Le décalage Brillouin est en particulier sensible aux conditions ambiantes (cf. chapitre V). C'est sur la base de ce constat que certains chercheurs ont imaginé dès 1989, d'utiliser la DBS dans la conception de capteurs à fibres optiques [1]. Le caractère distribué de tels capteurs s'est imposé presque naturellement, du fait de la faculté de couvrir une longueur importante à l'aide d'une fibre optique et de l'expérience acquise avec les techniques de réflectométrie optique résolue dans le temps ("Optical Time Domain Reflectometry (OTDR) ") déjà très performantes à cette époque.

VI.1. Principe de fonctionnement d'un capteur distribué à effet Brillouin

En 1976, Barnoski et Jensen développaient le premier réflectomètre optique en s'inspirant des techniques radar [2]. Ce concept a fait l'objet d'abondantes recherches et a abouti à un instrument qui a, par la suite, été rapidement commercialisé. Ce type d'instrument est d'ailleurs maintenant couramment utilisé en pratique. La réflectométrie optique est basée sur l'enregistrement de la lumière rétrodiffusée localement par diffusion Rayleigh au passage d'une impulsion optique intense. Elle permet d'obtenir rapidement, et avec une résolution spatiale de l'ordre du mètre, le profil des pertes d'une liaison à fibre optique.

La faible intensité de la lumière diffusée spontanément par effet Brillouin (environ 1000 fois moins intense que la diffusion Rayleigh), rend difficile voire impossible la réalisation d'un réflectomètre dont la configuration serait similaire à celle d'un OTDR classique [1]. Quelques tentatives ont toutefois démontré qu'il était envisageable d'amplifier la diffusion Brillouin spontanée locale par le biais d'amplificateurs à fibres dopées, et de réaliser un Brillouin-OTDR [3]. La complexité de l'instrumentation nécessaire est dès lors telle, que l'intérêt de ce système ne reste malgré tout qu'académique. Un pas décisif a été fait lorsque Horigushi et Tateda ont démontré que l'introduction d'un second signal, le signal de test, permettait de résoudre le problème de la faible intensité de la diffusion Brillouin [4] [5]. Leur système, baptisé BOTDA ("Brillouin Optical Time Domain Analysis"), était d'ailleurs, à la base, destiné à perfectionner la mesure d'atténuation en améliorant le rapport

signal-sur-bruit des traditionnels OTDR. Ce procédé introduisait une souplesse importante et rendait ainsi possible une analyse du gain Brillouin local des fibres optiques. Ainsi, développé à partir de ce système, le principe de fonctionnement des capteurs distribués à effet Brillouin repose sur la mesure de la courbe de gain Brillouin (CGB) à différents endroits le long d'une fibre, de manière à en déduire le décalage Brillouin local porteur d'informations.

Le concept BOTDA, ainsi que les caractéristiques fondamentales de la DBS imposent les contraintes expérimentales suivantes:

- a). la présence localement dans la fibre de deux ondes optiques: la lumière excitatrice, appelée onde de pompe, et le signal de test;
- b). les deux ondes en question doivent se propager dans des directions opposées pour pouvoir interagir;
- c). elles doivent posséder une cohérence élevée;
- d). l'onde de pompe doit présenter une puissance raisonnable, l'efficacité de l'interaction dépendant directement de son intensité;
- e). la fréquence optique des ondes doit être stable et surtout, leur écart en fréquence doit pouvoir être contrôlé;
- f). l'un des deux signaux optiques (au moins) doit se trouver sous forme d'impulsions, de manière à permettre une localisation;
- g). l'endroit où a lieu le croisement des ondes optiques doit pouvoir être déterminé précisément.

Sur la base de ces considérations, on peut dresser presque immédiatement un schéma expérimental qui permet de remplir les conditions exprimées ci-dessus. Il s'agit grossièrement du principe de mesure développé par un groupe japonais en 1989 et qui a été largement repris par la suite (Fig. 6.1) [2]. Ce type de capteur a

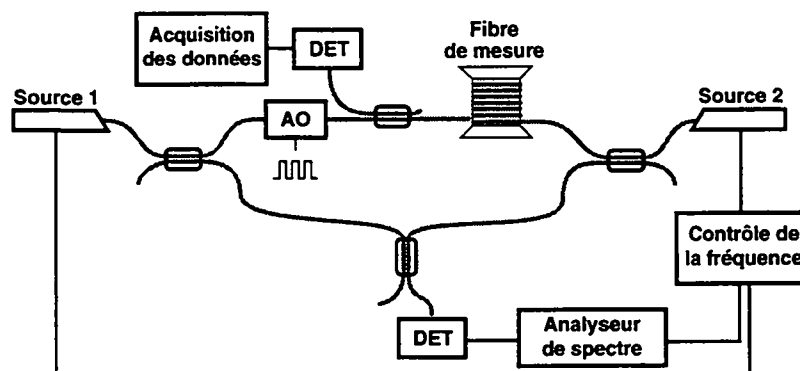


Fig. 6.1 Représentation schématique du capteur distribué utilisant l'interaction Brillouin développé par Horigushi et al. [3,4]. AO: modulateur acousto-optique.

immédiatement suscité beaucoup d'intérêt et l'apparition à court terme sur le marché d'un instrument a été pressentie dès le début. Malgré des résultats rapidement très prometteurs, ce type de capteurs n'a pas connu le succès commercial escompté. Le principal inconvénient du montage de la Fig. 6.1 réside dans le fait qu'il nécessite l'utilisation de deux lasers placés aux deux extrémités de la fibre. Déterminer précisément l'écart en fréquence de deux lasers et le varier à souhait est déjà en soi une tâche difficile, mais lorsqu'un laser doit être déporté de plusieurs kilomètres du reste du système, cette procédure devient difficilement réalisable dans des conditions réelles d'utilisation. Par conséquent, une configuration à deux lasers n'est pas souhaitable pour des applications hors laboratoire. Dès lors, en établissant le cahier des charges du futur capteur, il était capital de remplir les deux conditions suivantes:

- A. le système ne doit comporter *qu'un seul et même laser* pour générer tous les signaux optiques nécessaires à la mesure;
- B. la mesure doit pouvoir se faire en n'accédant qu'à *une seule extrémité* de la fibre.

Ces deux considérations ont été le point de départ du développement qui est résumé dans le précédent chapitre, et qui a abouti à un instrument de mesure transportable et suffisamment fiable pour réaliser des mesures sur site. A la fin du chapitre, trois exemples d'applications sont d'ailleurs décrits en guise d'illustration:

- la surveillance des câbles de distribution d'énergie;
- la mesure distribuée de température;
- la mesure distribuée de contraintes dans certains câbles à fibres optiques de Swiss Telecom PTT.

Dans le domaine de l'anecdote, nous avons préféré renommer le système de mesure distribuée à effet Brillouin, plutôt que d'utiliser l'abréviation maintenant célèbre, lancée par le groupe japonais à l'origine du système, mais surtout difficilement prononçable "BOTDA". Nous avons estimé que "LASBI" pour "Local Analysis of Stimulated Brillouin Interaction" était plus approprié autant du point de vue du sens que de la consonance.

VI.2. Les bases du développement du capteur distribué

VI.2.1. Utilisation d'une seule source laser

Dans le cadre de l'étude de la DBS dans les fibres optiques, un système de mesure utilisant *une seule source laser* a été mis au point et s'est révélé très performant (cf. chapitre III). Il doit ses qualités et son originalité à l'emploi d'un modulateur électro-optique pour synthétiser le signal de test à partir du signal de pompe. Ce montage a constitué le point de départ de la conception d'un capteur distribué décrit dans ce chapitre. Il s'agissait de modifier ce montage pour permettre une interrogation ponctuelle le long d'une fibre, tout en remplissant les conditions A et B susmentionnées. Le développement s'est déroulé en fait en deux étapes, associées chacune à un système d'acquisition différent, pour aboutir finalement à un système proche d'un prototype.

VI.2.2. Configuration du capteur

L'interaction Brillouin stimulée n'a lieu qu'entre ondes optiques se propageant dans des directions opposées. Ce constat a amené la plupart des chercheurs à placer une source à chaque extrémité de la fibre. Il est toutefois possible d'appliquer le signal à l'extrémité opposée de la fibre de mesure par l'intermédiaire d'une seconde fibre. Néanmoins cette alternative n'est pas souhaitable puisqu'elle demande la présence d'un opérateur pour établir la connexion avec la fibre de mesure. En revanche, il est possible d'exploiter le fait qu'il n'y a pas d'interaction entre des signaux se propageant dans la même direction, pour injecter les signaux de pompe et de test du même côté de la fibre de mesure. La réflexion de Fresnel intervenant à l'interface fibre-air renvoie environ 4 % de l'intensité dans la fibre. Une interaction peut donc être observée entre le signal de test ainsi réfléchi et l'onde de pompe qui n'a pas encore atteint l'extrémité de la fibre. La faible intensité du signal de test lors de l'interaction ne constitue pas un problème, bien au contraire, elle empêche le signal de pompe d'être appauvri trop rapidement. En effet, si le degré d'amplification dépend uniquement de l'intensité de l'onde de pompe, le transfert de puissance dépend lui de l'intensité du signal de test, par le jeu d'équations couplées (cf. Chapitres II et III). De ce fait, par le truchement du couplage des intensités, un fort transfert entraîne automatiquement un appauvrissement du signal de pompe et une diminution du gain. D'où la nécessité de disposer d'un signal de test de faible

intensité, pour ne pas appauvrir inutilement le signal de pompe et diminuer la portée du capteur. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle le premier système développé (système I décrit ci-après) se basait uniquement sur l'utilisation de signaux optiques pulsés. Il a par la suite été abandonné à cause de son trop long temps d'acquisition et a été remplacé par un système qui fonctionne avec un signal de test émis en continu (système II). En définitive, l'emploi d'une seule source laser, et l'injection des signaux optiques à une seule extrémité de la fibre de mesure permet d'envisager un système compact, qui remplit en tout cas les conditions A et B susmentionnées.

VI.3. Système I: utilisation d'impulsions optiques

L'emploi d'un modulateur électro-optique s'est avéré être une excellente solution pour générer l'indispensable signal de test. Ce dernier est donc directement synthétisé à partir de l'onde émise en continu par un laser à corps solide (Nd:YAG miniature) par modulation à une fréquence proche du décalage Brillouin. Cette technique rend très simple le balayage de la fréquence optique du signal de test, puisqu'il suffit pour cela de varier la fréquence de modulation (cf. Chapitre III). Par ailleurs, le signal de test peut être pulsé simplement en enclenchant et en déclenchant la modulation par l'intermédiaire d'un commutateur micro-onde.

VI.3.1. Génération des impulsions optiques de test et de pompe

D'une manière générale, du fait de leur large bande passante, les modulateurs électrooptiques fonctionnent également de façon très performante en mode pulsé. Dès lors, il était tentant d'utiliser le même modulateur, pour d'une part générer le signal de test par modulation, et pour d'autre part, commuter l'onde de pompe et former des impulsions (Fig. 6.2) [6]. La synchronisation et le déroulement des

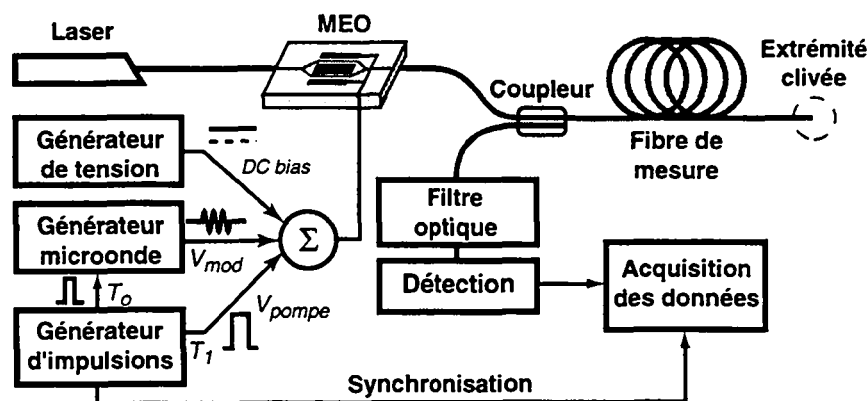


Fig. 6.2 Montage expérimental utilisé pour déterminer la CGB localement dans une fibre de mesure. MEO: modulateur électrooptique.

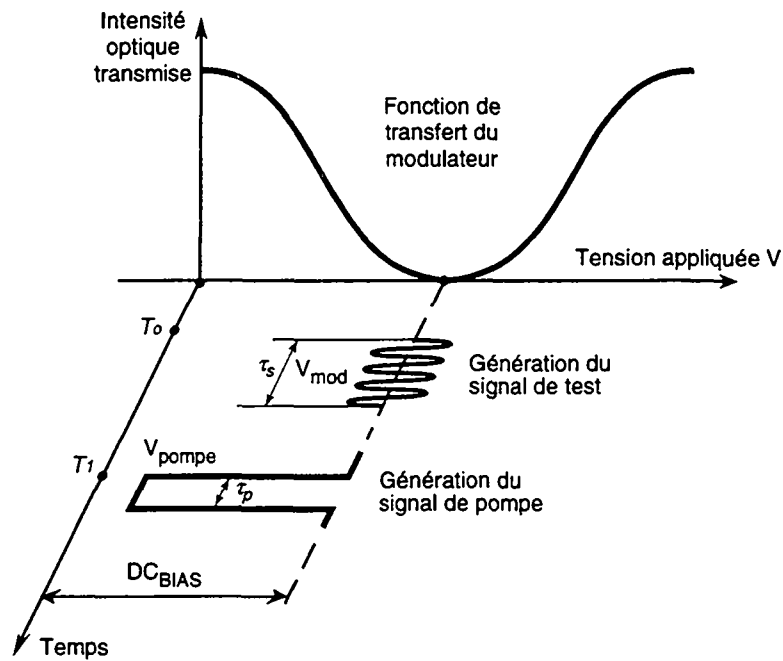


Fig. 6.3 Signaux électriques de commande appliqués au modulateur électro-optique et intensité optique transmise.

opérations sont régis par un générateur d'impulsions à plusieurs canaux, qui permet d'adresser tour à tour le générateur micro-onde, le modulateur et le système de détection. Le retard entre la génération du signal de test et l'envoi du signal de pompe est particulièrement important puisqu'il permet une "interrogation locale" en fixant le point de croisement de ces deux impulsions optiques à un endroit bien précis dans la fibre.

La mise en forme des signaux optiques par le biais du modulateur électrooptique repose sur l'application, à des instants précis, de différents signaux électriques [7]. Cette procédure est illustrée par la Fig. 6.3, qui représente graphiquement l'intensité transmise en fonction de la tension appliquée aux électrodes du modulateur, ainsi que les différents signaux électriques de commande en fonction du temps. Le point de fonctionnement du modulateur est tout d'abord fixé au minimum d'intensité transmise par l'intermédiaire de la tension DC_{BIAS} . Au temps T_0 et pendant un court instant, la modulation à la fréquence f_m génère une impulsion de test dont le spectre optique comporte des bandes latérales, mais pas de composante à la fréquence fondamentale du laser (Fig. 3.5b). L'impulsion de test ainsi formée parcourt la fibre de mesure et, lorsqu'elle en atteint l'extrémité, une faible part de son intensité se trouve réfléchi (Fig. 6.4 étapes 1. et 2.). Au temps T_1 , le modulateur, activé par l'application d'une impulsion électrique sur les électrodes, laisse passer une certaine quantité de lumière laser, de manière à créer une impulsion

de pompe qui contient la fréquence fondamentale du laser. L'impulsion de pompe se propage à travers la fibre jusqu'à ce qu'elle croise l'impulsion de test (Fig. 6.4 étape 3.). Au moment du recouvrement des impulsions, une interaction peut avoir lieu par l'intermédiaire de la DBS pour autant que la fréquence de modulation corresponde au décalage Brillouin local (Fig. 6.4 étape 4.). Un coupleur à fibre optique (Fig. 6.2) est inséré sur le parcours des impulsions avant la fibre de mesure, de manière à extraire une partie de l'impulsion de test et de détecter son amplitude (Fig. 6.4 étape 5.).

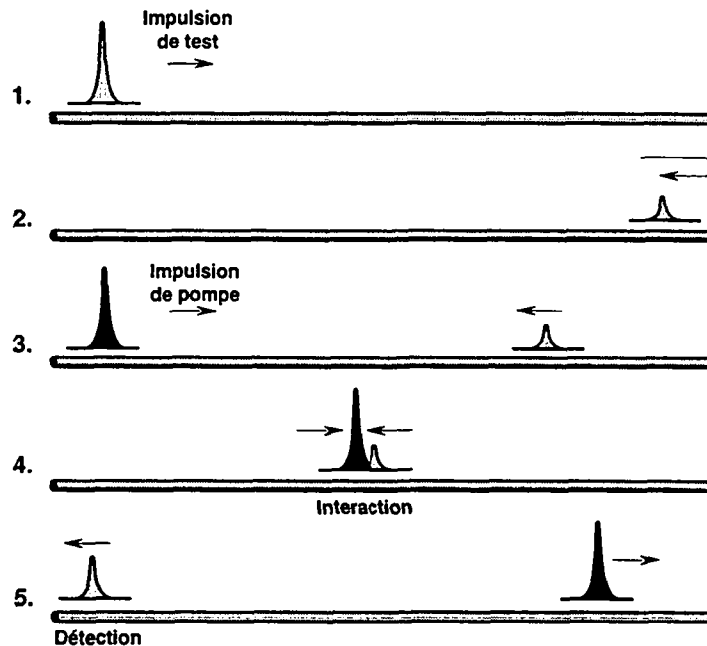


Fig. 6.4 Représentation schématique des différentes étapes de la propagation des impulsions de test et de pompe dans la fibre de mesure.

VI.3.2 Mesurer la CGB localement dans une fibre

L'emploi d'un générateur d'impulsions numériques permet d'ajuster précisément le retard $\Delta T = T_1 - T_0$ entre les impulsions de test et de pompe, afin qu'elles se croisent à un endroit donné dans la fibre. Chaque position le long de la fibre de mesure peut ainsi être adressée. Lorsque le retard ΔT est fixé, la CGB peut être mesurée en variant la fréquence de modulation et en enregistrant l'amplitude de l'impulsion de test. Un traitement mathématique permet ensuite d'estimer le centre de la CGB, et de déterminer le décalage Brillouin local. Dans le cas de mesures de température par exemple, il est en pratique utile de connaître la distribution de température le long de la fibre de mesure. Celle-ci étant directement associée aux variations du décalage Brillouin, la CGB doit être mesurée à chaque position le long de la fibre.

Le générateur d'impulsions permet également de synchroniser le système de détection. Depuis l'instant où l'impulsion de test est envoyée, il s'écoule un temps égal au trajet aller et retour de la lumière dans la fibre, jusqu'à ce qu'elle parvienne sur la surface du détecteur. Par conséquent, à chaque fois qu'une impulsion de test est générée, une impulsion électrique enclenche le système d'acquisition après un temps qui correspond à deux fois le temps de parcours dans la fibre. Pour une fibre donnée, ce retard est fixe, mais il doit être ajusté précisément après chaque changement de fibre.

VI.3.3. Le système d'acquisition

Au cours d'une mesure, les impulsions optiques de pompe et de test viennent frapper la surface du détecteur à une fréquence régulière. Une préamplification a été associée directement au détecteur de manière à élever quelque peu l'amplitude du signal détecté. Le rôle du système d'acquisition est d'une part, d'opérer une sélection dans le temps, de sorte que seules les impulsions de test soient prises en compte lors de l'enregistrement, et d'autre part de déterminer l'amplitude de celles-ci. Le caractère périodique et l'intérêt porté uniquement sur l'amplitude et non sur la forme des impulsions, nous a amenés à utiliser un intégrateur de type BOXCAR pour remplir cette fonction. Pour le principe, un BOXCAR n'est rien d'autre qu'une capacité qui se charge progressivement à chaque fois qu'une impulsion se présente à l'entrée du système. Une porte électronique commandée par le signal de synchronisation permet de ne sélectionner dans le temps que les impulsions porteuses d'informations et de rejeter le reste du signal considéré comme du bruit. Après un certain nombre d'impulsions, la tension accumulée aux bornes de la capacité atteint une valeur asymptotique. La décharge périodique du condensateur fournit alors directement une information sur l'amplitude des impulsions de test. Le nombre d'impulsions nécessaires à atteindre la valeur asymptotique dépend de la capacité utilisée et peut, en l'occurrence, être varié de 3 à 10,000.

VI.3.4. La résolution spatiale

La résolution spatiale correspond à la longueur sur laquelle l'interaction a lieu dans la fibre. Elle est par conséquent fixée par l'étendue de la zone de recouvrement entre les deux impulsions optiques se propageant dans la fibre en sens inverse. Le décalage en fréquence Brillouin est suffisamment petit en comparaison de la fréquence optique, pour qu'on puisse considérer que les signaux de pompe et de test

se propagent à la même vitesse de groupe v_g . Dès lors, la zone d'interaction s'étend sur une distance L_{int} qui est simplement donnée par:

$$L_{int} = \frac{1}{2} v_g (\tau_p + \tau_s) \quad (VI.1)$$

où τ_p et τ_s correspondent respectivement aux largeurs des impulsions de pompe et de test. Le facteur 1/2 apparaît du fait du caractère bidirectionnel des signaux de pompe et de test. Pour une puissance de pompe donnée P_p , la résolution spatiale la plus élevée est fixée par la largeur de l'impulsion de pompe τ_p la plus étroite, fournissant encore un contraste suffisant pour mesurer la CGB. La limite est finalement fixée par le rapport signal-sur-bruit du système détection-amplification-acquisition. En réalité, pendant toute la durée où le signal de test croise l'impulsion de pompe, son amplification suit une loi en cosinus hyperbolique (équation III.21), du fait de l'interaction des deux bandes latérales avec le signal de pompe. En faisant l'hypothèse que le signal de test présente une intensité suffisamment faible pour que l'appauvrissement du signal de pompe soit négligeable, l'amplification globale du signal de test ne dépend ni de sa durée, ni de son intensité. Dès lors, la distance sur laquelle a lieu l'amplification correspond à la moitié de la longueur qu'occupe l'impulsion de pompe dans la fibre $L_p = (1/2) v_g \tau_p$. Un coefficient G_B peut être défini comme étant le gain accumulé sur la longueur L_p :

$$G_B = \cosh \left(\frac{g_B P_p \tau_p v_g}{2A_{eff}} \right) \quad (VI.2)$$

où g_B correspond au coefficient de gain Brillouin et A_{eff} à la surface effective du coeur de la fibre. En définitive, si la résolution spatiale dépend de la largeur des impulsions de pompe et de test, le contraste de mesure repose uniquement sur les caractéristiques de l'impulsion de pompe (durée et puissance). La largeur de l'impulsion de test doit par conséquent être la plus étroite possible pour ne pas dégrader inutilement la résolution spatiale du capteur.

L'effet antithétique des deux bandes latérales de modulation au moment de l'interaction entraîne une amplification en cosinus hyperbolique. Or, il est évident que la bande latérale supérieure a un effet négatif sur le contraste global de la mesure, puisqu'au premier ordre elle compense parfaitement le gain subit par la bande latérale inférieure. Dans la mesure où il est important d'exploiter au maximum le gain fourni par l'impulsion de pompe de manière à augmenter autant que possible la résolution spatiale, la suppression de la bande latérale supérieure paraît

bénéfique. En filtrant optiquement la bande latérale supérieure, le signal de test se réduit à la bande latérale inférieure et subit une croissance exponentielle sur la zone d'interaction, ce qui conduit à un gain total plus élevé G_B' :

$$G_B' = \exp\left(\frac{g_B P_p \tau_p v_g}{2A_{eff}}\right) \quad (VI.3)$$

La figure 6.5 illustre graphiquement les valeurs des gains G_B et G_B' en fonction de la distance d'interaction pour une puissance de pompe de 20 mW injectée dans une fibre standard. En définitive, pour une puissance de pompe donnée, la largeur de l'impulsion de pompe peut être diminuée tout en conservant le même contraste de mesure. L'amélioration substantielle de la résolution spatiale introduite par l'adjonction d'un filtre optique a motivé la recherche de solutions pour la réalisation pratique d'un filtre optique adapté.

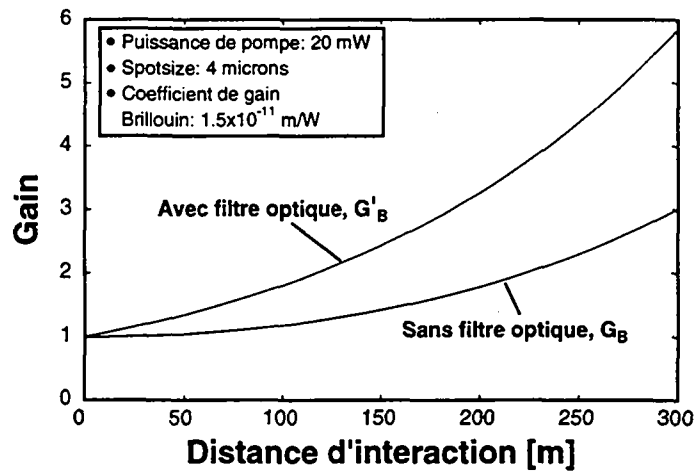


Fig. 6.5 Influence du filtrage de la bande latérale supérieure sur le facteur de gain pour une fibre possédant un rayon du mode guidé de 4 μm .

Il est intéressant de relever que si la présence de la bande latérale supérieure au moment de la détection est nuisible au contraste de mesure, elle a malgré tout un effet bénéfique lors de l'interaction, dans le sens où elle compense en partie l'appauvrissement de la pompe (cf. Chapitre III). Par conséquent, l'utilisation d'un signal de test, sous forme de bandes latérales de modulation, apparaît comme une solution performante, si toutefois on est en mesure de supprimer la bande latérale supérieure avant la détection.

V.3.5. Filtrage de la bande latérale supérieure

L'écart en fréquence séparant les deux bandes latérales varie de 23 GHz à 26 GHz au cours d'une mesure, ce qui correspond en termes de longueurs d'onde à environ 0.14-0.15nm, à une longueur d'onde de 1.32 μm . Cet écart relativement faible a restreint le choix à trois solutions pour filtrer l'une ou l'autre des bandes latérales de modulation: un monochromateur, un étalon Fabry-Perot et un résonateur Fabry-Perot utilisant des réseaux de Bragg inscrits dans la fibre.

Utilisation d'un monochromateur

La résolution spectrale des monochromateurs commerciaux utilisant un système de réseaux de diffraction est de l'ordre de 0.1 nm. Il est par conséquent, possible d'isoler une des bandes latérales de modulation à l'aide d'un tel instrument. Néanmoins, même si cette solution fût la première à être testée et à fournir des résultats satisfaisants au niveau du filtrage, elle a été rapidement abandonnée du fait des pertes importantes introduites par la présence du monochromateur. Par ailleurs, dans le contexte de la réalisation d'un capteur, un monochromateur constitue un instrument trop cher et trop encombrant pour des applications hors laboratoire.

Utilisation d'un étalon Fabry-Perot

Les interféromètres, en général, se caractérisent par la présence de maxima et minima dans leur fonction de transmission. La position de ces extrema varie en fonction de la fréquence. Cette particularité peut être exploitée pour réaliser des analyseurs de spectre ou des filtres optiques à bandes étroites. Les interféromètres de type Fabry-Perot ont ceci d'intéressant qu'ils présentent une intensité transmise proche de zéro et des pics de résonance qui se traduisent par une transmission importante (100 % en l'absence de pertes). Deux configurations ont été retenues: la première très simple, celle de l'étalon Fabry-Perot, et la seconde plus novatrice, celle de l'interféromètre Fabry-Perot à réseaux de Bragg imprimés directement dans le coeur de la fibre.

Un étalon Fabry-Perot est, dans sa forme la plus élémentaire, une simple lame présentant un indice de réfraction n différent de celui de l'air. Pour renforcer l'intensité des réflexions de chacune des faces de la lame et améliorer ainsi la finesse de l'étalon, des couches réfléchissantes sont généralement déposées sur les surfaces de la lame. Les réflexions partielles successives aux interfaces interfèrent de manière constructive ou destructive selon la phase relative de chaque onde et donnent

naissance à des pics de transmission. L'espacement entre ces pics dans le domaine fréquentiel $\Delta\nu_{FSR}$ est appelé *intervalle de fréquence libre*, et se calcule par la relation bien connue $\Delta\nu_{FSR} = c/(2nL)$, où c représente la vitesse de la lumière dans le vide et L la longueur de la cavité. L'étalement des pics de transmission est liée à la finesse de la cavité qui dépend directement de l'intensité des réflexions.

L'étalon choisi est constitué par une lame de silice fondue d'une épaisseur de 2 mm, recouverte de couches réfléchissantes. La qualité de ces surfaces réfléchissantes est extrêmement élevée, certifiée supérieure à $\lambda/20$. L'intensité transmise en fonction de la fréquence optique est représentée par le graphique de la Fig. 6.6. Les caractéristiques mesurées de l'étalon sont les suivantes:

| | |
|---|---------------|
| <i>Epaisseur</i> | <i>2 mm</i> |
| <i>Intervalle de fréquence libre(FSR)</i> | <i>51 GHz</i> |
| <i>Finesse</i> | <i>8.5</i> |
| <i>Largeur spectrale</i> | <i>6 GHz</i> |
| <i>Réflexivité</i> | <i>~ 80%</i> |

La mesure de la finesse dépend beaucoup de la qualité du faisceau et de l'alignement. La valeur indiquée ci-dessus est inférieure à la valeur donnée par la réflectivité des deux faces de l'étalon, et pourrait certainement être améliorée. Une plus grande finesse introduirait également un amincissement de la largeur des pics de transmission. Dans ces conditions, le taux d'extinction de la bande latérale supérieure dépasse 20 dB. Il faut encore noter que ce type d'étalon présente une sensibilité à la polarisation inférieure à 1 %.

Les étalons étant des éléments d'optique discrets, il est préférable d'insérer le filtre avant le détecteur, pour ne pas trop modifier le caractère tout-fibre du système de mesure de la Fig. 6.2. La sensibilité de l'étalon aux variations de température, via l'indice et la dilatation thermique implique qu'il doit, d'une part être protégé des courants d'air et d'autre part, être contrôlé en température pour éviter les dérives. La stabilisation thermique peut, par ailleurs, être utilisée pour ajuster la position du pic de transmission à la fréquence du laser. Néanmoins, la largeur du pic de résonance est suffisamment importante, pour qu'un ajustement de la position du pic durant le balayage de fréquence ne soit pas nécessaire. De plus, la fréquence d'émission du laser Nd:YAG est naturellement stable, si bien qu'une contre-réaction pour accorder

la position d'un des pics de transmission à la bande latérale inférieure est inutile et qu'une simple stabilisation thermique suffit.

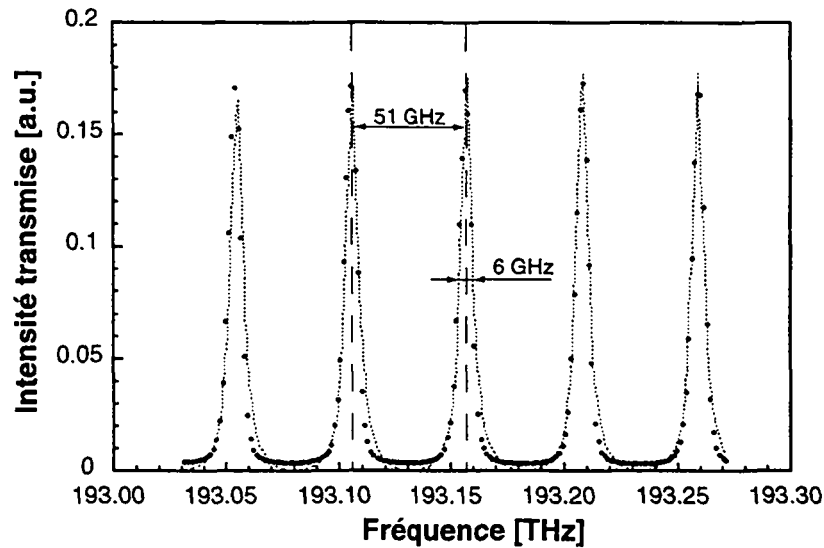


Fig. 6.6 Intensité transmise au travers d'un étalon Fabry-Perot d'une épaisseur de 2 mm en fonction de la fréquence optique.

Interféromètre Fabry-Perot à réseau de Bragg tout-fibre

L'impression par illumination UV de réseaux dans les fibres optiques a été découverte vers la fin des années 1970 déjà. Cependant, ce n'est que dans les années 1990, avec l'avènement des systèmes à multiples longueurs d'onde dans le domaine des télécommunications à fibres optiques, que le potentiel des réseaux de Bragg dans les fibres a pu être mesuré [8]. Ils apportaient une solution élégante et extrêmement efficace pour réaliser des réflecteurs et des filtres à bandes étroites ou encore pour introduire une compensation de la dispersion de la fibre, tout en conservant une structure tout-fibre. Dès lors, les réseaux de Bragg ont connu un rapide développement, et les techniques de fabrication sont, à l'heure actuelle, capables de produire des réseaux présentant à la fois une très grande sélectivité et de très faibles pertes de transmission. Ainsi, des réseaux possédant une réflectivité approchant 100 % sur une plage spectrale de quelques nanomètres sont maintenant monnaie courante sur le marché.

Par ailleurs, il est difficile d'obtenir une réflectivité importante sur des largeurs spectrales inférieures à 1 nm, sans éviter l'apparition de lobes latéraux gênants. C'est la raison pour laquelle l'utilisation d'un interféromètre de Fabry-Perot, réalisé par la mise en série de deux réseaux de Bragg, se révèle être la seule solution pour augmenter la sélectivité du filtrage [9]. Si les réseaux de Bragg sont parfaitement

appairés, autrement dit si leur plages spectrales de réflectivité se recouvrent, les résonances suite à l'effet Fabry-Perot donnent naissance à des pics de transmission à l'intérieur même de leurs plages de réflectivité. L'espacement entre ces pics est inversement proportionnel à la distance séparant les réseaux et l'amplitude des pics de transmission dépend de la finesse de la cavité, par conséquent de la réflectivité respective des réseaux.

Un interféromètre Fabry-Perot utilisant des réseaux de Bragg a été spécialement réalisé pour opérer la sélection d'une des bandes latérales de modulation du système de la Fig. 6.2. Pour garantir un fonctionnement efficace, les contraintes suivantes devaient être respectées:

- l'espacement des pics de transmission doit être supérieur à 30 GHz, ce qui implique que la longueur de la cavité doit être inférieure à 3 mm.
- la largeur spectrale des pics de transmission doit être comprise entre 1 et 6 GHz.

Sur la base de ces considérations, la configuration illustrée par la Fig. 6.7 a été adoptée.

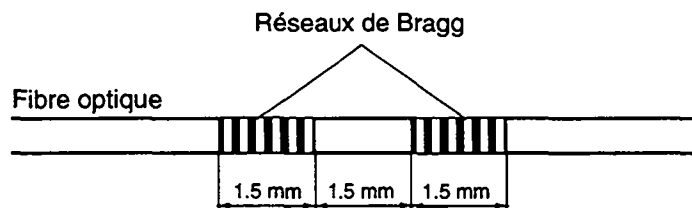


Fig.6.7 Réalisation d'un interféromètre en juxtaposant deux réseaux de Bragg dans une fibre.

Les caractéristiques en transmission ont été déterminées au moyen d'une source laser accordable (Fig. 6.8). Quatre pics de résonance apparaissent clairement dans les 1.2 nm de la plage spectrale de réflexion des réseaux de Bragg. L'écart spectral entre ces pics définit l'intervalle de fréquence libre du résonateur (FSR). Celui-ci est estimé à 40 GHz. L'évaluation de la largeur à mi-hauteur des pics de transmission permet de déterminer la finesse du résonateur, et par conséquent de quantifier la qualité des réflecteurs de Bragg. De la valeur mesurée de 2.6 GHz (Fig. 6.9) découle une finesse de 16 et une réflectivité de l'ordre de 82 %. Néanmoins, cette valeur doit être considérée avec beaucoup de prudence dans la mesure où les deux réflecteurs ne présentent certainement pas la même réflectivité. En effet, le premier réseau imprimé possédait initialement une réflectivité de 93 %; ce qui implique que celle du second réseau est nettement moins bonne, de l'ordre de 70 %.

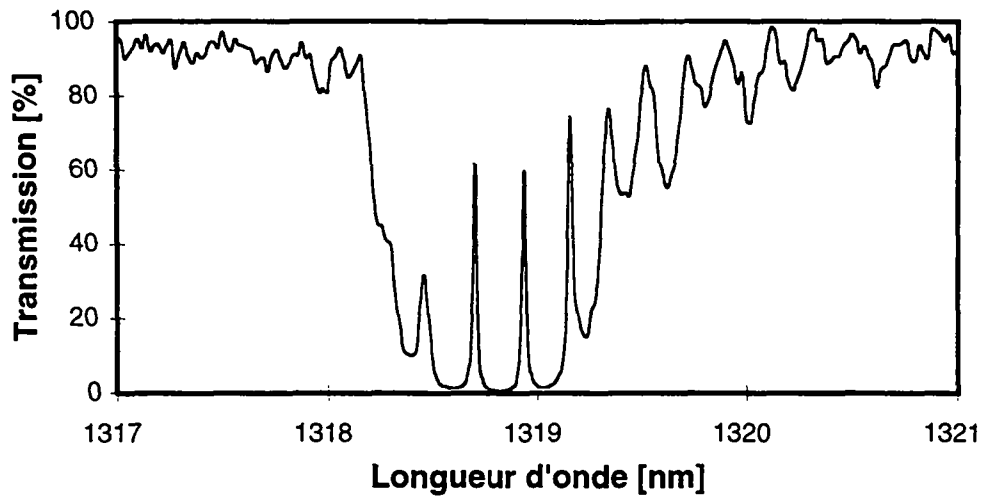


Fig. 6.8 Transmission de l'interféromètre de type Fabry-Perot de la Fig. 6.7.

Les réseaux ont été inscrits dans une fibre à dispersion décalée, de manière à bénéficier d'une efficacité d'inscription plus élevée. L'efficacité de l'inscription du réseau par exposition aux UV est en effet meilleure dans les fibres possédant un taux élevé de germanium, telles que les fibres à dispersion décalées. Cependant la biréfringence de la fibre ainsi que l'anisotropie du réseau de Bragg entraînent une modification de la courbe de transmission en fonction de la polarisation de l'onde incidente. Il apparaît alors deux ensembles de pics de résonance, séparés par 5 GHz, qui correspondent aux modes propres de la cavité. En ajustant la polarisation d'entrée à l'aide d'un contrôleur de polarisation à fibre optique, il est possible d'ajuster la polarisation de l'onde incidente à un des modes propres, et d'éliminer l'un des pics, comme en témoigne la Fig. 6.8.

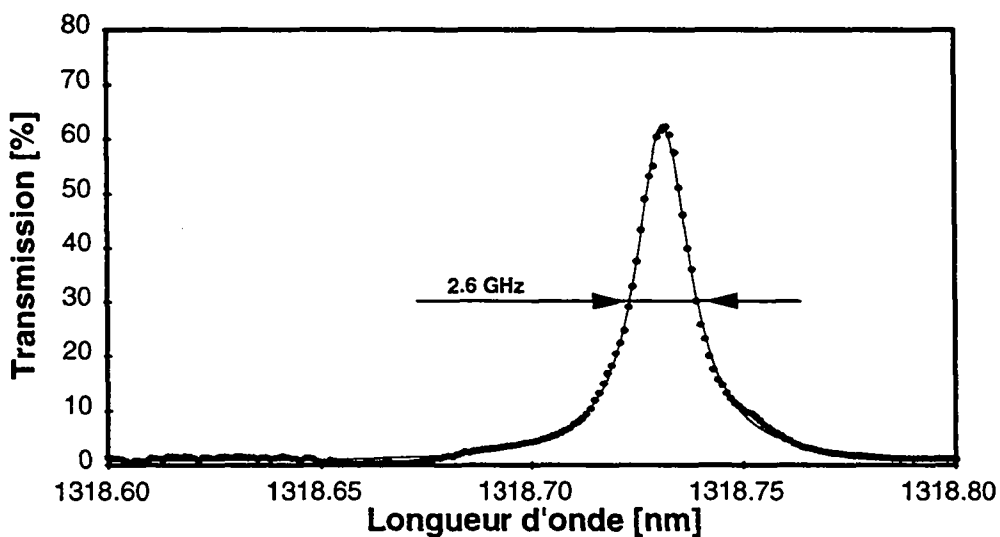


Fig. 6.9 Mesure de la largeur du pic de transmission de l'interféromètre de la Fig. 6.7 (le trait plein correspond à une distribution de Lorentz ajustée sur les points de mesure).

La configuration de Sagnac mise à part, les interféromètres à fibres optiques se caractérisent par une grande sensibilité aux variations de température. Les interféromètres de type Fabry-Perot ne font pas exception à cette règle. Des fluctuations de température se traduisent ici par un déplacement des pics de transmission. Cette caractéristique peut être mise à profit pour accorder la position du pic de transmission à la fréquence de la bande latérale inférieure. Par ailleurs, un allongement de la fibre introduit également une augmentation de l'intervalle de fréquence libre. Les effets de température peuvent ainsi être amplifiés en collant la fibre sur un support en aluminium. L'aluminium possédant un fort coefficient d'expansion thermique, une faible variation de température introduit immédiatement un déplacement du pic de transmission sous l'effet combiné de la température et de l'allongement. La Fig. 6.10 représente la position du sommet du pic de transmission en fonction de la température, après que le segment de fibre contenant l'interféromètre Fabry-Perot ait été encapsulé.

En faisant correspondre la bande latérale inférieure de modulation avec le pic de transmission, la suppression de la bande latérale est supérieure à 23 dB, et les pertes supplémentaires introduites par le filtre se limitent à environ 20 %. De plus, la bande passante de 2.6 GHz est suffisamment large pour ne pas devoir modifier la position du pic au cours de la mesure. Ce filtre Fabry-Perot serait donc idéalement adapté, s'il ne présentait pas de sensibilité à la polarisation. Il est en effet très gênant, dans le contexte d'un capteur, de devoir manipuler un contrôleur de polarisation entre chaque mesure ou pire encore au cours d'une mesure pour rétablir le niveau du signal.

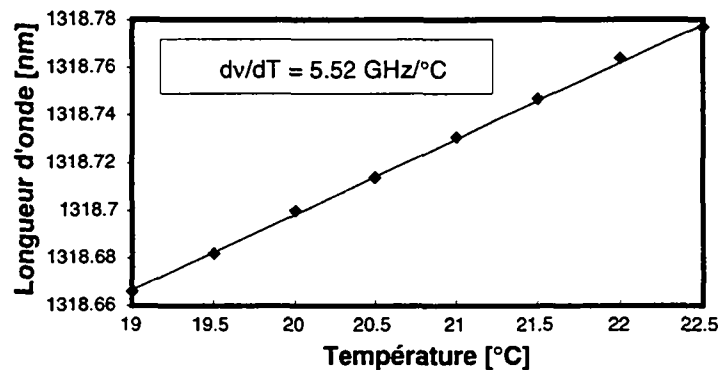


Fig. 6.10 Déplacement du pic de transmission de l'interféromètre encapsulé dans de l'aluminium en fonction de la température.

VI.3.6. Exemple de mesure

L'enroulement de la fibre optique lors de sa fabrication ne peut s'effectuer sans appliquer une certaine tension. Lorsque celle-ci est trop élevée, des contraintes sont introduites dans la fibre, qui peuvent, si elles dépassent une certaine valeur, diminuer la durée de vie de la fibre. Il est donc intéressant de mesurer la distribution du décalage Brillouin le long d'une fibre bobinée, de manière à en déduire l'état des contraintes résiduelles. Cette analyse a été effectuée sur une fibre d'une longueur d'environ 1400 m, enroulée avec une tension élevée sur une bobine plastique de 16 cm de diamètre. La CGB a été mesurée tous les 40 m à l'aide du système de la Fig. 6.2 avec une résolution spatiale de 50 m. Le graphique 3D de la Fig. 6.11 représente les CGB mesurées à différentes positions dans la fibre, en débutant depuis l'intérieur de la bobine. A partir des courbes de la Fig. 6.11, la valeur du décalage Brillouin de chacun des segments de fibre mesurés est déterminée en estimant la position du maximum de la CGB. Le résultat en est présenté à la Fig. 6.12. En utilisant les résultats des mesures de calibrage décrits au chapitre V, il est possible d'évaluer l'allongement relatif de chaque portion de la fibre en prenant comme référence la valeur du décalage Brillouin à l'extérieur de la bobine. Les 150 derniers mètres de fibre présentent un décalage Brillouin très proche de 12.8 GHz, valeur qui correspond au décalage Brillouin d'une fibre standard à température ambiante. Cette partie de la

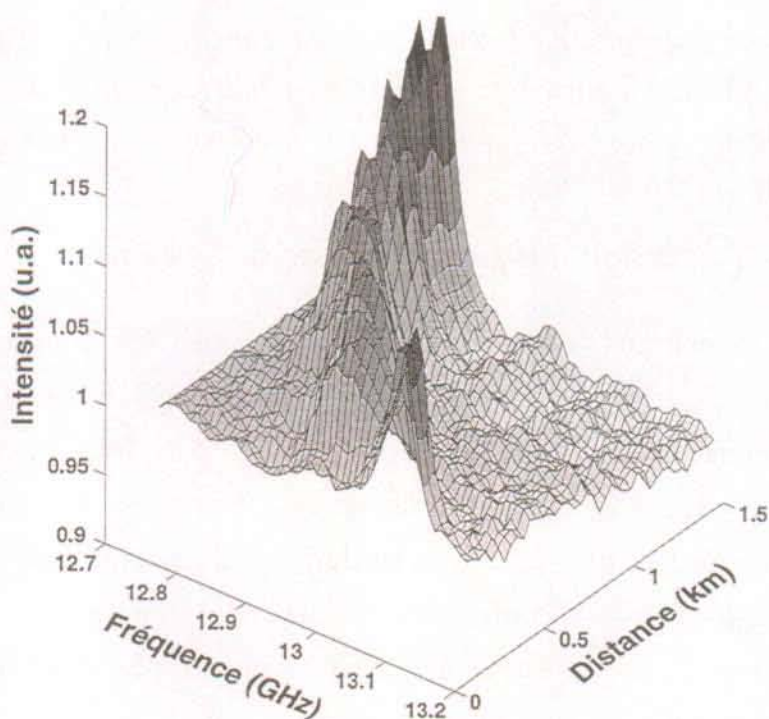


Fig. 6.11 Mesure distribuée de la CGB d'une fibre de 1.4 km enroulée avec une tension élevée sur une bobine plastique.

la fibre peut être considérée comme étant parfaitement relâchée. Par contre, la première couche de fibre enroulée à même le plastique subit un allongement de presque 0.5 %. Au fil des couches (une couche correspond à 140 m de fibre) les contraintes se relâchent progressivement pour atteindre zéro après 1200 m (huit couches de fibres), du fait que les fibres glissent les unes sur les autres. Les différentes couches de fibres sont d'ailleurs tout à fait visibles sur le graphique de la Fig. 6.12. Elles correspondent à un palier dans le relâchement des contraintes. Au vue de l'importance des contraintes subies par cette fibre, sa durée de vie apparaît donc comme très menacée par ce type de conditionnement.

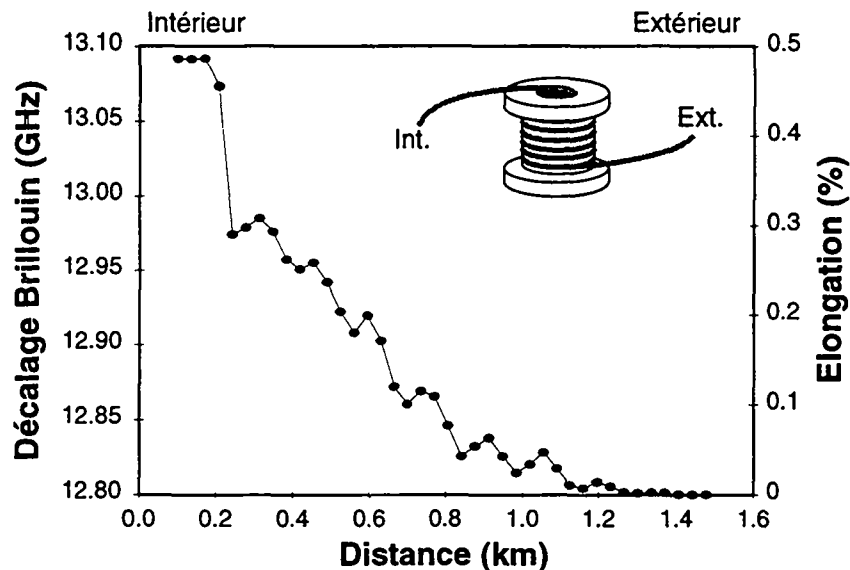


Fig. 6.12 Mesure distribuée du décalage Brillouin dans une fibre de 1.4 km enroulée sur une bobine. L'élongation de la fibre est estimée à partir de la valeur du décalage Brillouin grâce au rapport de proportionnalité établi au chapitre V, $dv/d\varepsilon = 600 \text{ MHz}/\% \varepsilon$.

VI.3.7. Discussion des performances du système I

Le fonctionnement du système « LASBI » repose sur la mesure de la CGB à divers endroits le long d'une fibre optique. Autrement dit, il consiste à mesurer les variations d'intensité des impulsions de test, suite à leur interaction avec les impulsions de pompe. Dès lors, outre les limites physiques fondamentales liées à la DBS qui seront abordées plus loin dans ce chapitre, il apparaît que les performances du capteur sont fixées par le contraste minimum nécessaire à la détermination de la CGB. Le contraste de mesure dépend du gain apporté par le signal de pompe, ou plus précisément, des caractéristiques du signal de pompe, puissance et durée. Les

performances du système peuvent ainsi être déduites de l'équation (VI.3), qui exprime la valeur du gain en fonction des caractéristiques du signal de pompe:

$$G_B = \exp\left(\frac{g_B P_p \tau_p v_g}{2A_{eff}}\right) \quad (VI.3)$$

Elles reposent, en définitive, sur la qualité du système d'acquisition, qui fixe le contraste minimum nécessaire, et sur la puissance de la pompe, qui détermine le gain à disposition.

Puissance de pompe

Si le modulateur électrooptique est particulièrement pratique et performant pour la mise en forme des signaux optiques, il présente l'inconvénient majeur d'introduire une perte d'intensité de 4.7 dB. En choisissant un coupleur à fibre optique comportant un faible taux de couplage (95/5), il est possible de limiter la diminution du signal de pompe de 0.23 dB. Il est intéressant de noter que c'est le caractère non-linéaire de la DBS qui impose le choix d'un coupleur à faible taux de couplage, de manière à maximiser la puissance de pompe. Dans le cas de la diffusion Rayleigh par exemple, l'intensité rétrodiffusée dépend linéairement de la puissance des impulsions, si bien que les OTDR utilisent de simples coupleurs 3 dB pour maximiser la puissance détectée. En définitive, le bilan des pertes implique qu'à partir des 160 mW de puissance fournie par le laser, la puissance de pompe P_p à disposition dans la fibre de mesure est réduite à 50 mW. Il est important de noter que cette puissance ne peut pas être arbitrairement augmentée en ayant recours à un laser plus puissant. Au-delà d'une puissance de 200 mW injectée dans les guides du modulateur, le processus de photoréfraction apparaissant dans le LiNbO₃ détruit progressivement ces guides d'onde optiques.

Le système d'acquisition

Le terme "système d'acquisition" englobe ici détection, préamplification et acquisition. Le système Boxcar est tout à fait adapté au caractère pulsé du signal de test à analyser. Cependant, il ne s'intègre pas facilement dans le contexte d'un capteur. Du fait de la faible intensité du signal de test, un grand nombre d'impulsions (de 1000 à 3000 impulsions) doit être moyenné pour garantir un contraste de mesure acceptable. Dans ces conditions, un contraste minimum de 1.8 à 2 est nécessaire pour déterminer la CGB avec précision. Par ailleurs, pour maximiser la résolution spatiale, la largeur des impulsions de test a été réduite à 50 ns. En définitive, la résolution

spatiale du capteur peut être évaluée à 45 m pour les fibres standard et 35 m pour les fibres à dispersion décalée.

| Système I | |
|--|---|
| Avantages | Désavantages |
| <ul style="list-style-type: none">- Une seule source laser nécessaire- Système autoréférencé en fréquence- Grande stabilité- Accès à une seule extrémité- Système tout-fibre- Peu d'éléments optiques- Pas d'appauvrissement du signal de pompe avant la zone testée | <ul style="list-style-type: none">- Pertes introduites par le modulateur- Temps de mesure- Résolution spatiale- Prix |

Examinons plus en détail les avantages et les désavantages du système I énumérés ci-dessus. Si l'utilisation d'un modulateur électrooptique introduit des pertes non négligeables, il permet surtout de simplifier le montage optique et lui confère une stabilité inégalable avec d'autres configurations. Il constitue, par conséquent, un point fort du montage et amène trop d'avantages pour être remis en question, surtout dans l'optique de la réalisation d'un prototype. Par contre, même si l'utilisation de signaux pulsés uniquement évite l'appauvrissement du signal de pompe avant la partie de fibre investiguée, il allonge considérablement le temps de mesure. A tel point que les conditions ambiantes peuvent changer pendant le temps d'acquisition. Il faut, en effet, acquérir une cinquantaine de fois un millier de points pour déterminer la CGB du segment de fibre investigué. Ensuite, pour obtenir le profil complet de la fibre, il faut répéter l'opération pour chaque segment de fibre mesuré. La mesure d'une fibre de 4 kilomètres prend dans ces conditions plus de 20 minutes. L'inconvénient majeur du système I réside donc manifestement dans le temps de mesure. Pour augmenter la cadence d'acquisition, il faut se résoudre à abandonner le caractère pulsé du système au profit d'une acquisition en continu. C'est le concept du système II décrit dans le paragraphe suivant.

VI.4. Système II: signal de test émis en continu:

Le second système développé utilise les points forts du système I, une seule source laser et accès à une seule extrémité de la fibre, tout en réduisant le temps d'acquisition et en améliorant les performances générales du capteur (résolution spatiale, sensibilité et portée). On retrouve, dès lors, la combinaison laser-modulateur pour générer les signaux optiques nécessaires à la mesure, comme on peut le voir à la Fig. 6.13. Le caractère pulsé du signal de test est abandonné pour faire place à une génération en continu, qui amène par la même occasion quelques simplifications. La modulation micro-onde, en particulier, ne doit plus être enclenchée et déclenchée. D'une manière générale, le concept du système se rapproche maintenant plus de celui d'un réflectomètre optique, dans le sens où l'acquisition du signal de test ayant été réfléchi à l'extrémité de la fibre de mesure a lieu en continu.

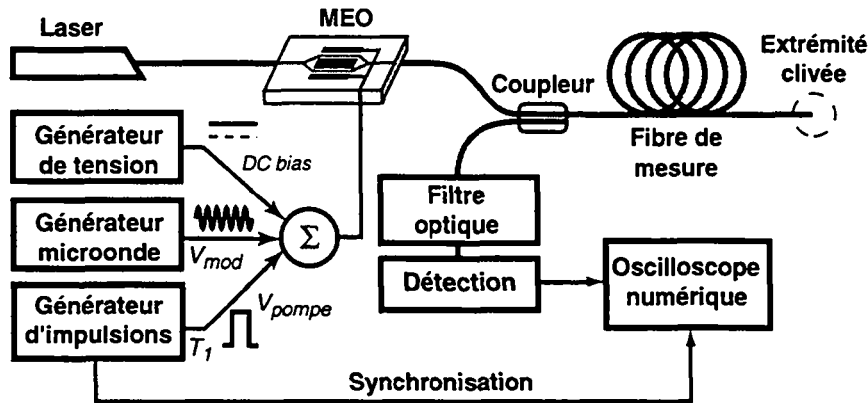


Fig. 6.13 Montage expérimental utilisant un signal de test émis en continu.

VI.4.1. Enregistrement du signal de test en fonction du temps

Le signal de test est généré en continu par la modulation de la lumière émise par le laser de pompe. Il est donc présent en permanence dans la fibre de mesure. La variation au cours du temps du signal de test reçu sur la surface du détecteur permet de localiser l'interaction et de connaître l'intensité de celle-ci. La Fig. 6.14 illustre les différentes phases de l'interaction entre une impulsion de pompe, et le signal de test qui a été réfléchi à l'extrémité de la fibre. La fibre représentée ici schématiquement est considérée comme parfaitement homogène, à l'exception d'un point qui présente un décalage Brillouin différent du reste de la fibre. Lorsque la fréquence de modulation correspond au décalage Brillouin de la plus grande partie de la fibre, le signal de test voit son amplitude grandir au passage de l'impulsion de pompe (Fig. 6.14, cas A.). Chaque portion du signal de test fournit une image de l'interaction

qui a lieu à un endroit donné dans la fibre. L'enregistrement au cours du temps de l'intensité du signal de test permet alors d'obtenir directement le profil de l'efficacité de l'interaction le long de la fibre. Un oscilloscope numérique rapide convient parfaitement pour réaliser cette tâche. Il présente l'avantage d'offrir également d'autres fonctions telles qu'affichage, moyenne sur plusieurs traces, etc. Lorsque l'impulsion de pompe a atteint le point singulier de la fibre, aucune interaction ne se produit puisque la fréquence du signal de test ne correspond pas à la CGB locale. Cette portion du signal de test ne subit, par conséquent, aucune modification et son intensité reste inchangée (Fig. 6.14, étape A3.). Si maintenant, la fréquence de modulation est ajustée au décalage Brillouin local du point singulier, le signal de test et l'impulsion de pompe n'interagissent qu'à l'endroit du point singulier. Partout ailleurs, le passage de l'impulsion de pompe n'introduit aucune modification du signal de test (Fig. 6.14 cas B.).

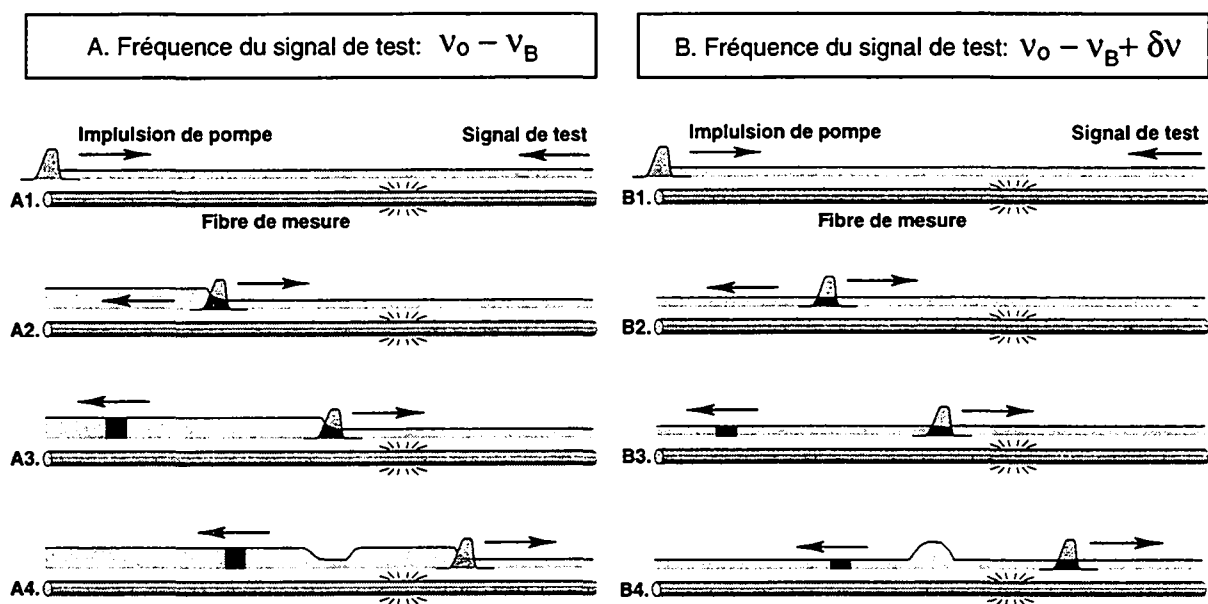


Fig. 6.14 Interaction entre l'impulsion de pompe, et le signal de test présent dans la fibre de mesure. Dans le cas A, la fréquence de modulation correspond au décalage Brillouin de la plus grande partie de la fibre, alors que dans le cas B, elle est ajustée sur la valeur du décalage du point singulier.

VI.4.2 Mesure du profil de gain Brillouin d'une fibre optique

Le profil de gain de la fibre de mesure est obtenu en balayant une large plage de fréquences et en enregistrant à chaque fois une trace complète. Cette procédure est illustrée par la Fig. 6.15, où le graphique 3D qui y est présenté correspond à la juxtaposition des différentes traces enregistrées. Par rapport au système I, cette

manière de faire se traduit par un gain de temps important, dans la mesure où le balayage de fréquence n'est effectué qu'une seule fois pour toute la fibre, et non une fois par point de mesure le long de la fibre.

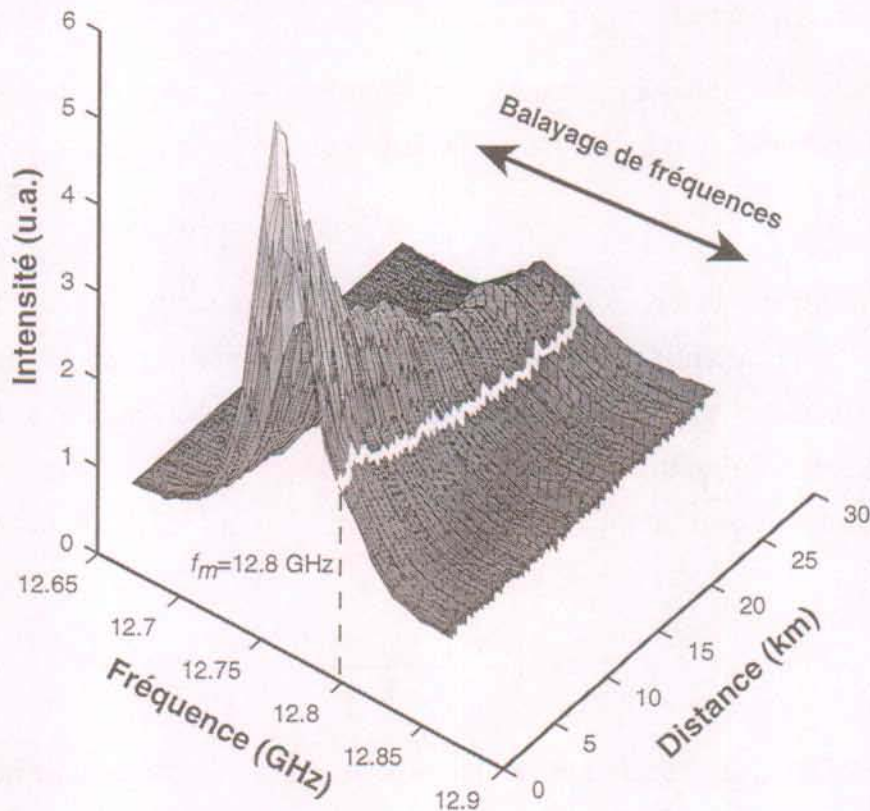


Fig. 6.15 Enregistrement des traces correspondant à chaque fois à une autre fréquence de modulation, de manière à reconstituer le profil complet du gain Brillouin de la fibre de mesure. La trace mise en évidence correspond au signal de test généré par une modulation à 12.8 GHz.

VI.4.3. Résolution spatiale et portée du capteur

L'intensité du signal de test au moment de sa détection ne dépasse pas quelques microwatts. De plus, le bruit optique (réflexions, diffusion Rayleigh) et le bruit électrique étant relativement importants, le rapport signal-sur-bruit est de l'ordre de 4 et diminue rapidement avec la longueur de la fibre. Il est par conséquent nécessaire d'acquérir plusieurs traces et d'en prendre la moyenne, pour améliorer le rapport signal-sur-bruit. Généralement, 256 traces sont suffisantes pour obtenir une excellente qualité de mesure. Un avantage supplémentaire de l'acquisition du signal de test en continu réside dans le fait qu'il est possible de débiter l'enregistrement avant même que l'impulsion de pompe ne soit générée. Ces quelques points enregistrés permettent de déterminer la valeur initiale du signal de test et constitue un niveau de référence très utile dans le but de calibrer son amplification suite à

l'interaction. Dans ces conditions, un contraste de 1 % dans la valeur du gain suffit à évaluer la CGB locale, ce qui constitue une amélioration considérable par rapport au système I. La résolution spatiale peut ainsi être augmentée d'un facteur 4 et le temps d'acquisition passablement réduit.

La *résolution spatiale* est donnée par l'étendue de la zone d'interaction dans la fibre L_p , et ne dépend que de la largeur de l'impulsion de pompe τ_p :

$$L_p = \frac{1}{2} v_g \tau_p \quad (VI.4)$$

En examinant la Fig. 6.14, on s'aperçoit que le contraste diminue avec la distance du fait de l'atténuation de la pompe. Par conséquent, dans l'évaluation de la résolution spatiale, il est important de tenir compte de l'atténuation du signal de pompe. Récrivons l'équation (VI.3) qui exprime le gain apporté par l'impulsion de pompe sur la distance d'interaction L_p , en incluant le coefficient d'atténuation de la fibre α :

$$G_B = \exp\left(\frac{g_B P_{p0} \exp(-\alpha z) \tau_p v_g}{2A_{eff}}\right) \quad (VI.5)$$

Le coefficient d'atténuation de la fibre α apparaît comme argument d'une exponentielle d'exponentielle. Ses conséquences sont ici, par conséquent, plus néfastes que dans le cas des télécommunications à fibres optiques, dans la mesure où l'atténuation entraîne très vite une dégradation de la résolution spatiale et limite la portée du capteur. L'équation (VI.5) permet de calculer le gain généré par une

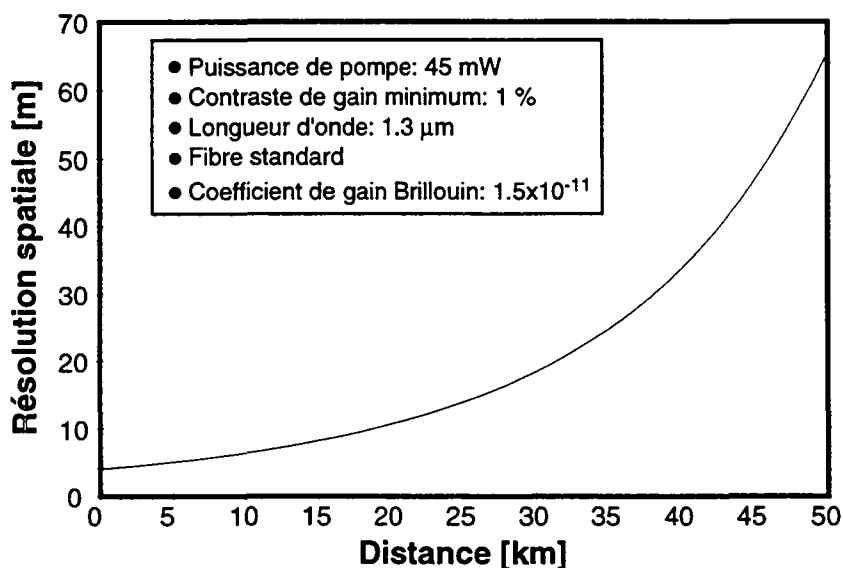


Fig. 6.16 Résolution spatiale en fonction de la distance. Le contraste de mesure minimum nécessaire a été fixé dans ce cas à 1%.

impulsion de pompe de puissance P_p et de durée τ_p après avoir parcouru une distance z dans la fibre de mesure. En posant que le gain minimum G'_B est de 1.01, et en reportant la valeur de la résolution spatiale en fonction de la distance, on obtient le graphique de la Fig. 6.16. Il apparaît que, s'il est possible de travailler avec une résolution spatiale inférieure à 10 m sur une dizaine de kilomètres, les performances se dégradent rapidement dès que la longueur des fibres excèdent une trentaine de kilomètres.

VI.4.4 Exemple de mesure:

Il peut s'avérer intéressant dans nombres d'applications pratiques d'être en mesure de détecter et de localiser un événement ponctuel (contrainte locale, échauffement ponctuel) sur le parcours d'une fibre optique. Dans ces conditions, la résolution spatiale peut devenir un paramètre critique, surtout si cet événement n'apparaît que sur une courte distance, inférieure à la résolution spatiale du système. Pour illustrer ce cas de figure, un poids de 155 g a été utilisé pour étirer 1.85 m de fibre et introduire une contrainte locale importante. Ce point singulier le long de la fibre de mesure (fibre N du tableau 5.2) est située à une vingtaine de mètres du début d'un tronçon de 140 m (Fig. 6.17). L'allongement axial subit par la section de fibre sous tension peut être estimée par la loi de Hooke. En négligeant la contrainte reprise par la gaine acrylate enrobant la silice, l'allongement produit par une force de 1.52 N s'élève à (en utilisant les valeurs données dans le tableau de la section V.5.2):

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} = \frac{F}{A_{Si} E_{Si}} = 1.7 \text{ ‰} \quad (VI.6)$$

Plusieurs mesures distribuées du décalage Brillouin ont été effectuées avec les résolutions spatiales suivantes: 3, 5 et 10 mètres. La Fig. 6.17 montre en haut la configuration expérimentale, et en dessous trois mesures avec les trois résolutions spatiales différentes et un point de mesure tous les 0.4 m. Il apparaît que si la présence d'une contrainte apparaissant sur environ 2 m peut être détectée avec une résolution spatiale inférieure à 5 m, celle-ci passe totalement inaperçue avec une résolution spatiale de 10 m. La première mesure, réalisée avec 10 m de résolution spatiale, révèle uniquement une faible différence dans les tensions d'enroulement des bobines. Les premiers 20 m de fibre présentent, en effet, un décalage Brillouin légèrement plus élevé, d'environ 5 MHz, ce qui correspond à un allongement de 0.1 mε. En analysant plus en détail les courbes de gain mesurées successivement à chaque position le long de la fibre, on s'aperçoit qu'autour de la position $z=20$ m les

courbes de gain laissent apparaître un second pic, de plus faible amplitude, décalé d'environ 80 MHz (Fig. 6.18).

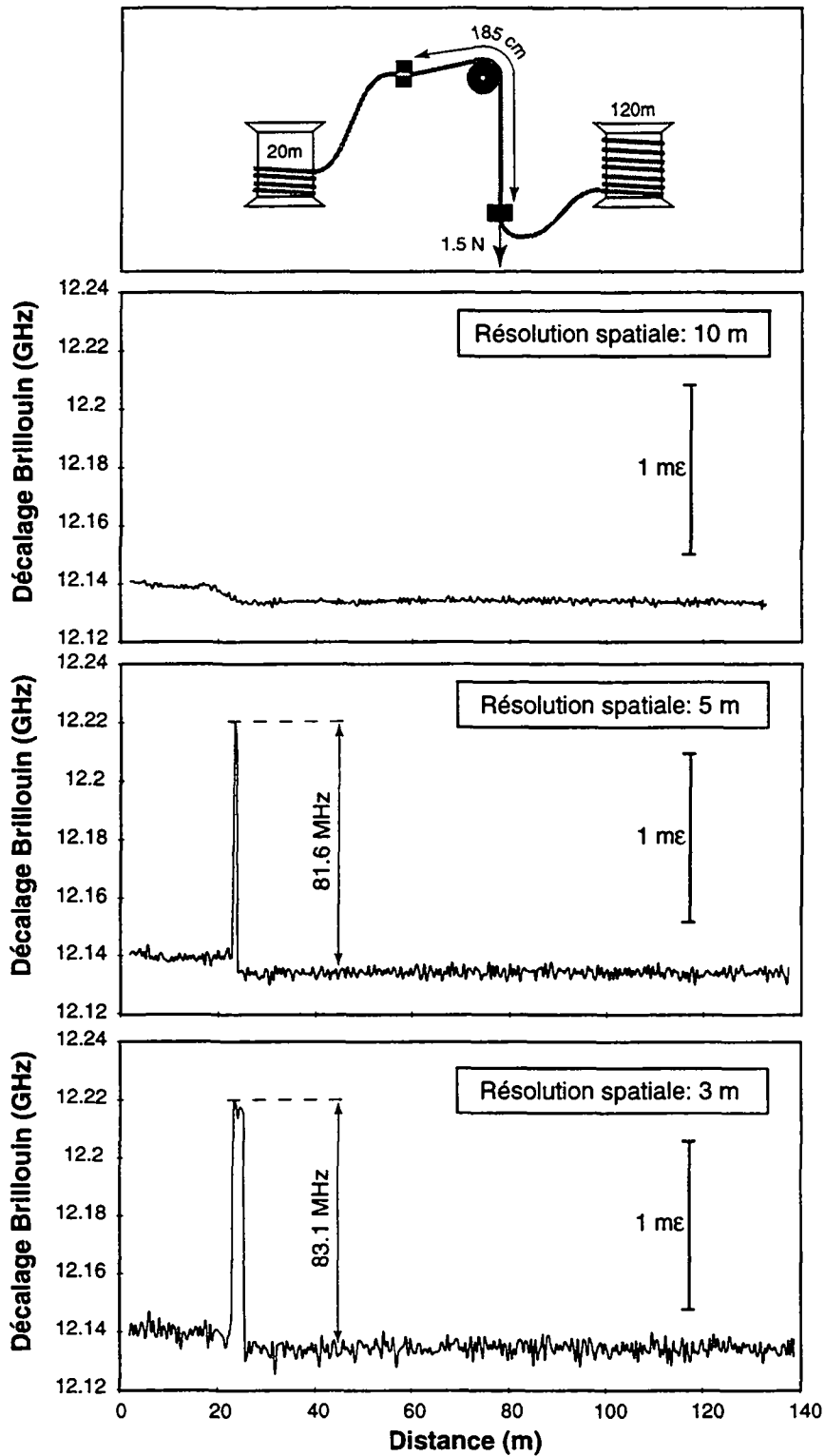


Fig. 6.17 Détection d'un point singulier, identifié ici par une zone de 1.85 m de fibre présentant une forte contrainte.

Le gain apporté par les 1.85 m de fibre sous contrainte est environ 3 fois plus faible que celui fournit par les 8.15 m restant. Par conséquent, un traitement des mesures ne retenant que le maximum des courbes de gain ne permet pas de détecter des événements apparaissant sur une distance inférieure à la moitié de la résolution spatiale.

En augmentant la résolution, un point singulier apparaît (0.4 m), qui témoigne d'une zone ayant un décalage Brillouin plus élevé. Il n'est toutefois pas possible d'estimer la longueur sur laquelle la contrainte s'applique. Finalement, comme on pouvait s'y attendre, c'est la mesure à 3 m qui véhicule le maximum d'information, et ceci même si elle comporte un bruit plus important du fait du contraste de mesure plus faible. Elle permet en outre d'évaluer plus précisément l'importance de l'allongement de la fibre (83.1 MHz correspondent à 1.52 m ϵ) et de mesurer l'étendue de la zone sous contrainte (2 m ou 5 points de mesure). Il faut relever ici l'excellente correspondance avec la valeur issue du calcul par la théorie de l'élasticité, compte tenues des simplifications (l'influence de la gaine acrylate de la fibre a été négligée et la fibre est considérée comme étant constituée uniquement de silice) et de l'éventuelle non-uniformité des contraintes d \hat{u} e à la présence de la poulie.

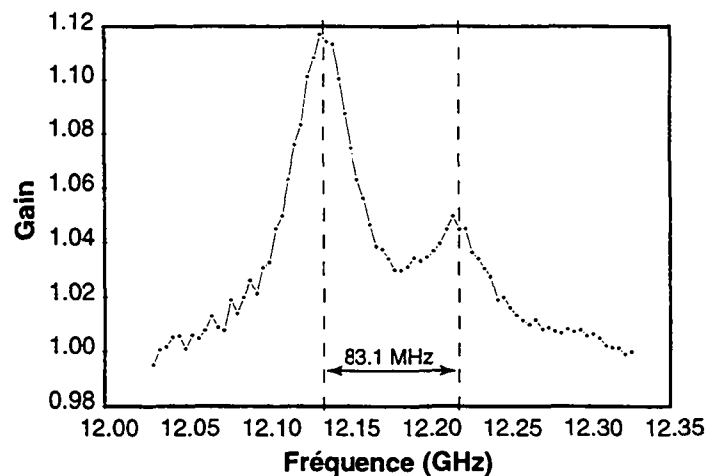


Fig. 6.18 Courbe de gain mesurée à la position $z=20$ m avec une résolution spatiale de 10 m. La contrainte n'apparaissant que sur une distance de 1.85 m, le gain généré par l'interaction Brillouin sur cette distance est environ 3 fois plus faible que celui apporté par les 8.15 m restant.

VI.5. Les limites fondamentales des capteurs à effet Brillouin

Les limitations abordées jusqu'ici étaient d'ordre purement technique (puissance de pompe, détection, etc.). Dans ce paragraphe, il s'agit de dégager les limitations liées aux principes physiques de la DBS, de manière à pouvoir établir les performances ultimes des capteurs distribués à effet Brillouin.

VI.5.1. Gain Brillouin et biréfringence des fibres

Le gain Brillouin dépend localement du recouvrement des états de polarisation des signaux de pompe et de test. Il est maximum pour des polarisations alignées et nul pour des polarisations croisées. Il a été démontré au chapitre IV, que si la longueur d'interaction est supérieure à quelques longueurs de battement de la fibre, le gain apparent est compris entre $1/3$ et $2/3$ du gain maximum donné par la valeur du coefficient Brillouin de la fibre. En pratique, la biréfringence résiduelle et le conditionnement (câblage, enroulement) confèrent aux fibres standard une longueur de battement typique de l'ordre du mètre, voire quelques mètres pour les fibres à très faible biréfringence. Dès lors, si la résolution spatiale est supérieure à quelques mètres, seules des fluctuations du contraste de mesure sont enregistrées, et il est possible de déterminer la CGB en tout point de la fibre. Le système II, dans son état actuel, fonctionne avec une résolution spatiale maximale de 5 à 10 m, suivant le type et la longueur de la fibre. L'évolution de la polarisation des signaux optiques de mesure dans la fibre n'est par conséquent pas un réel problème, bien qu'il amène quelques variations du niveau du signal de test. Un exemple des variations du niveau du signal de test est illustré par la Fig. 6.19. On y trouve représenté l'évolution de l'amplification du signal de test en fonction de la position, dans une fibre peu biréfringente. Cette mesure a été réalisée pour deux résolutions spatiales différentes, 3 et 10 mètres. Les quelques points qui précèdent la position zéro ont été enregistrés pour déterminer la valeur de référence du signal de test avant l'interaction. Si le contraste est plus élevé avec 10 m de résolution spatiale, l'amplitude des variations du signal est en valeur absolue plus faible, du fait de l'effet de lissage introduit par la plus grande longueur d'interaction couvrant plusieurs longueurs de battement. Par ailleurs, même si la période des variations d'intensité du signal de test est plus courte avec une résolution spatiale de 3 mètres, le gain n'est jamais réduit à zéro.

En revanche, si des améliorations techniques permettent, à l'avenir, de travailler avec une résolution spatiale inférieure au mètre, la mesure du profil de gain

Brillouin présentera des trous très gênants périodiquement le long de la fibre. Ces trous de contraste correspondront aux endroits où les états de polarisation des signaux de pompe et de test sont croisés et n'interagissent pas. Un multiplexage de différents états de polarisation sera alors nécessaire pour obtenir le profil complet de la fibre.

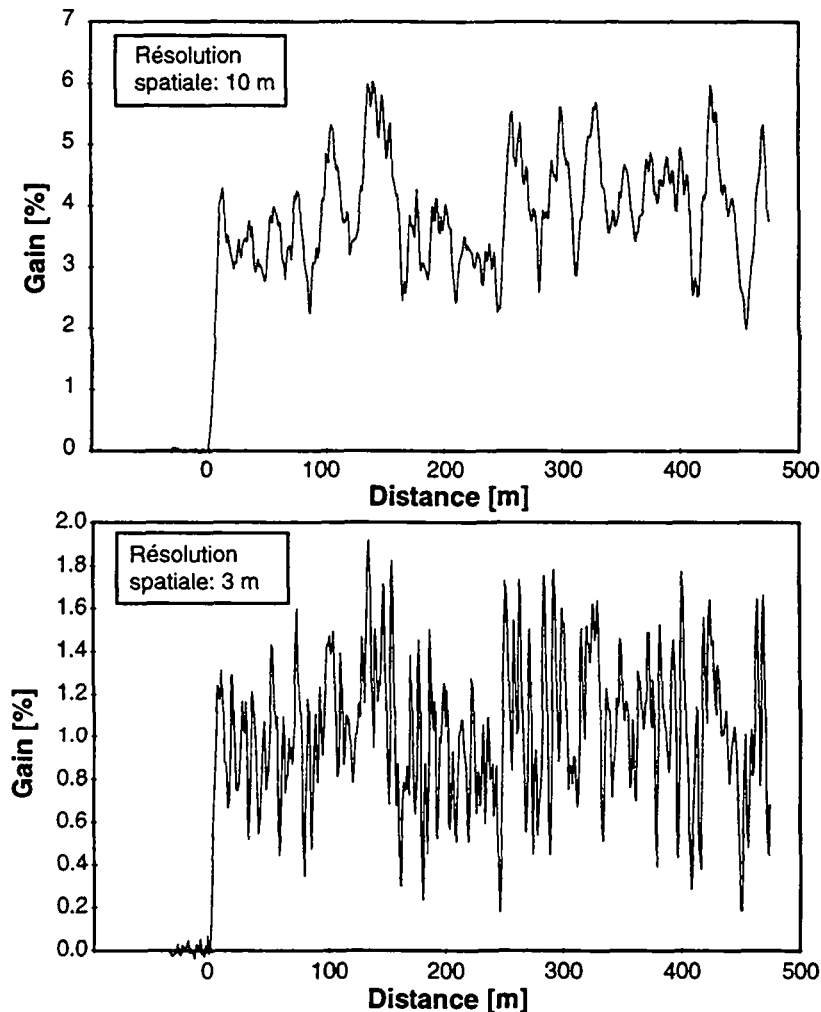


Fig.6.19 Evolution de l'amplification du signal de test en fonction de la position dans la fibre pour deux résolutions spatiales différentes: 10 mètres et 3 mètres.

Le fait de disposer d'une résolution spatiale plus élevée laisse entrevoir de nouvelles applications. La possibilité d'obtenir une image de l'évolution de l'état de polarisation le long de la fibre, par exemple, par le biais des variations du contraste est particulièrement intéressante. Les techniques de mesure de la dispersion de polarisation ne sont actuellement capables de donner qu'une valeur unique pour toute la fibre, qui correspond à la dispersion totale. Bien souvent, sur toute la longueur d'une liaison à fibres optiques, ce n'est qu'un tronçon qui présente une dispersion anormalement élevée, et qui doit être changé. La possibilité d'évaluer la

dispersion de polarisation de chaque section permet d'identifier les zones à problèmes.

V.5.2. Résolution spatiale ultime

La résolution spatiale du système de mesure dépend directement de la puissance de pompe. Dans le système développé dans le cadre de cette étude, celle-ci est limitée à approximativement 50 mW, ce qui, en combinaison avec le contraste de mesure nécessaire (<1 %), fixe la résolution spatiale à moins d'une dizaine de mètres pour des fibres standard. Vu sous cet angle, la résolution spatiale semble pouvoir être arbitrairement augmentée en travaillant simplement avec des impulsions de pompe plus puissantes. Il n'en va malheureusement pas ainsi si l'on considère les caractéristiques spectrales du signal de pompe. Le fait de moduler l'onde de pompe modifie inévitablement son spectre optique. Par ailleurs, les caractéristiques spectrales de la DBS dépendent de la convolution du spectre de l'onde pompe et de la CGB [10]. Lorsque le signal de pompe est émis en continu, la largeur de spectre du laser (<100 kHz) est parfaitement négligeable vis-à-vis de la largeur de la CGB, si bien que la CGB mesurée correspond parfaitement à la CGB intrinsèque de la fibre. En revanche, dès que le signal de pompe est pulsé, de nouvelles composantes spectrales apparaissent, qui en élargissent le spectre. De plus, si l'espacement des raies dépend de la fréquence de répétition des impulsions, la largeur spectrale résultante est liée à la durée des impulsions: plus les impulsions sont étroites, plus l'étalement du spectre est important. La diminution du gain associé à l'élargissement du spectre du signal de pompe peut être interprété de la manière suivante. Chaque composante spectrale du signal de pompe génère sa propre CGB, dont l'intensité dépend de l'amplitude de la composante spectrale en question, comme on peut le voir à la Fig. 6.20. Les différentes courbes sont décalées d'une valeur correspondant à la fréquence de répétition des impulsions de pompe. De la présence de cette multitude de CGB résulte une CGB globale, élargie et aplatie.

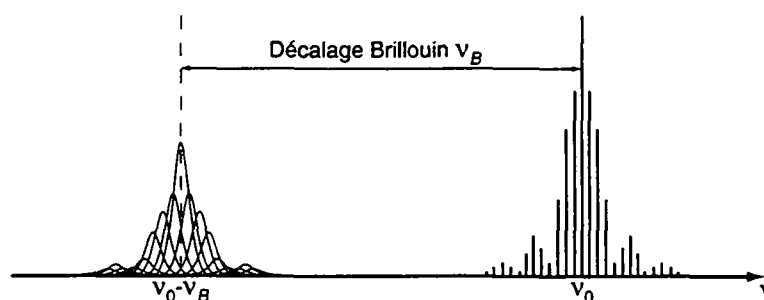


Fig. 6.20 Effets de la modulation du signal de pompe sur le gain Brillouin.

En faisant l'hypothèse que les impulsions de pompe sont parfaitement rectangulaires, il est possible de calculer la diminution du gain en fonction de leurs durées. En effet, si la CGB intrinsèque de la fibre peut être décrite par une distribution de Lorenz, dont la largeur vaut $\Delta\nu_B$ et que g_B correspond à la valeur du gain à la fréquence centrale $\nu - \nu_B$:

$$g_B(\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\Delta\nu_B/2)^2 + (\nu - \nu_B)^2} \quad (\text{VI.7})$$

alors, l'effet de la convolution du spectre modulé avec la CGB de la fibre peut s'exprimer ainsi:

$$g'_B(\nu) = 2 e^{-\pi\Delta\nu_B T} [\cosh(\pi\Delta\nu_B T) - \cos(2\pi(\nu - \nu_B)T)] g_B(\nu) \quad (\text{VI.8})$$

où T correspond à la durée des impulsions de pompe. La Fig. 6.21 représente l'allure de la fonction $g'_B(\nu)$, pour des impulsions de 10, 30 et 50 ns, correspondant respectivement à des résolutions spatiales de 1, 3 et 5 mètres.

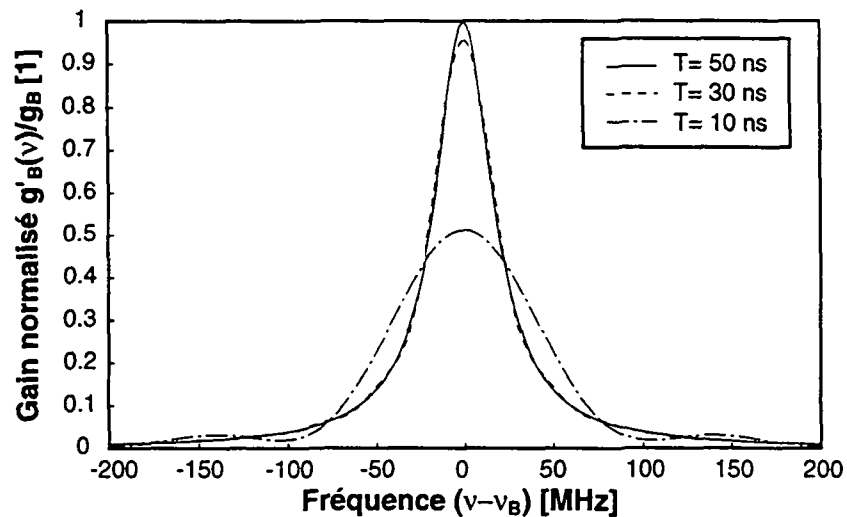


Fig 6.21 Résultat de la convolution d'une CGB de 40 MHz avec le spectre du laser modulé, pour des impulsions d'une largeur de 50, 30 et 10 ns (correspondant à une résolution spatiale de respectivement 5, 3 et 1 mètres).

Les conséquences de la convolution de la CGB avec le spectre du laser modulé consistent en d'une part, un élargissement du spectre de gain, et d'autre part un affaiblissement du gain maximum. La diminution du gain maximum associée à la modulation impulsionnelle du signal de pompe est donné par:

$$g_B^{\max} = 2 e^{-\pi\Delta\nu_B T} [\cosh(\pi\Delta\nu_B T) - 1] g_B = \Gamma(T) g_B \quad (\text{VI.9})$$

La Fig. 6.22 permet de se faire une idée de la réduction du gain avec l'augmentation de la résolution spatiale, pour deux largeurs de spectre Brillouin différentes, 25 et 40 MHz (qui correspondent aux largeurs de raie Brillouin des fibres standard à, respectivement, 1.55 et 1.3 μm). Il apparaît ainsi que le gain Brillouin disparaît progressivement pour des impulsions très courtes. Ce phénomène inévitable limite définitivement la résolution spatiale des capteurs distribués à effet Brillouin à une valeur à peine inférieure au mètre. Il est important de noter que la résolution spectrale est également affectée par l'élargissement de la CGB mesurée. Il est, en effet, plus critique de déterminer précisément le centre de la CGB, si celle-ci s'étale sur une centaine de mégahertz. En conclusion, il faut s'attendre à ce que les capteurs à effet Brillouin soient utilisés à couvrir une distance importante, jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres, tout en ayant au mieux une résolution spatiale de l'ordre du mètre.

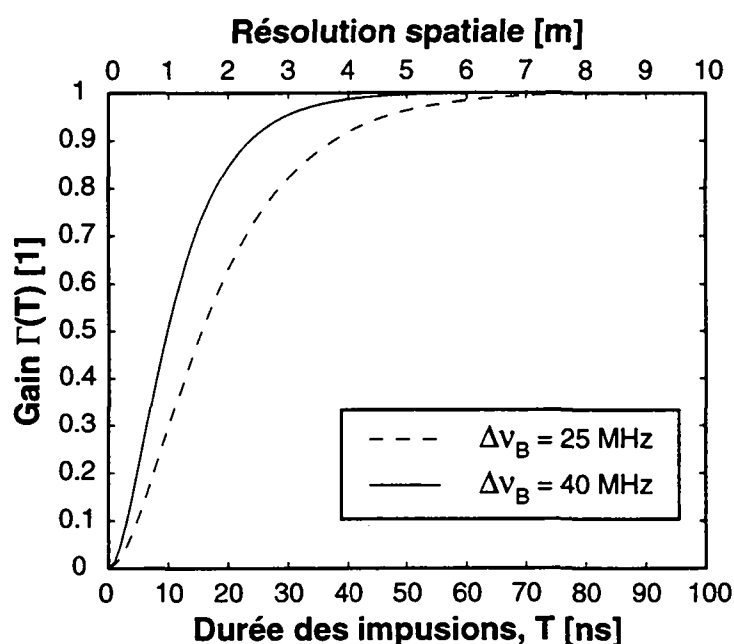


Fig. 6.22 Diminution du gain Brillouin associée à la modulation impulsionnelle du laser de pompe en fonction de la durée des impulsions, pour deux largeurs de spectre Brillouin différentes 25 et 40 MHz.

VI.6. Système de mesure transportable

La grande stabilité du système II a permis très vite d'envisager la réalisation de mesures sur sites. Il était très intéressant de tester les performances d'un tel système dans des conditions différentes de celles d'un laboratoire de recherche. C'est dans ce but qu'un système transportable a été fabriqué, à partir du montage expérimental de la Fig. 6.13. Il ne s'agit pas encore tout à fait d'un instrument de mesure mais plutôt d'un préprototype dans le sens où les détails de la réalisation ont subi à plusieurs reprises des modifications. L'originalité de la configuration expérimentale du système de mesure et, plus particulièrement, l'utilisation d'un modulateur électrooptique a fait l'objet d'un brevet [11]. La photographie ci-dessous illustre le système tel qu'il a été utilisé pour effectuer une évaluation de ses performances hors laboratoire (Fig. 6.23).

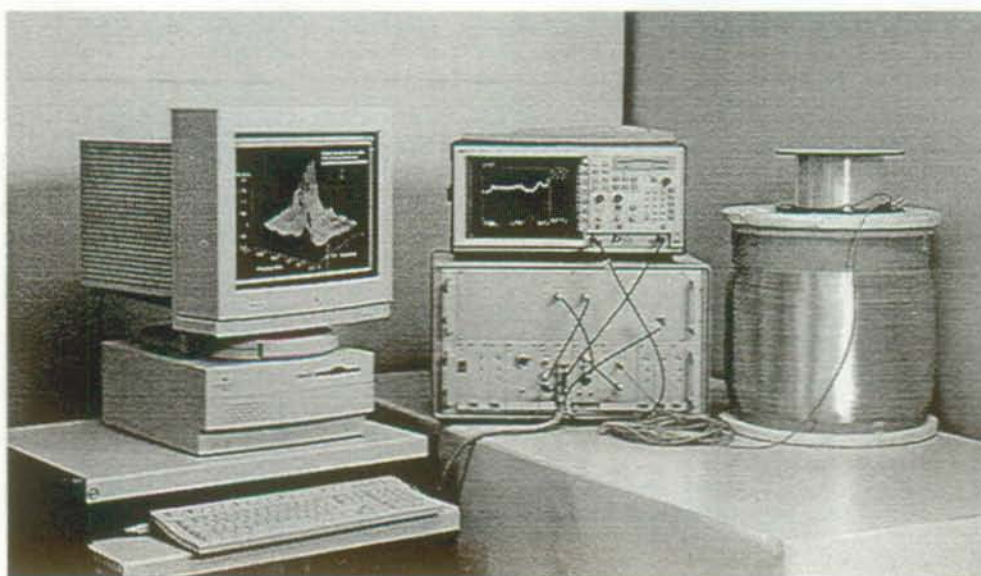


Fig. 6.23 Le système de mesure distribué à effet Brillouin transportable tel qu'il a été utilisé pour réaliser des mesures sur sites.

A l'exception de l'oscilloscope qui est utilisé pour l'acquisition de l'amplitude du signal de test en fonction du temps, tous les éléments ont pu être placés dans le même boîtier. Le déroulement des mesures et le traitement des résultats est assuré par un ordinateur. La Fig. 6.24 montre une vue de l'intérieur du boîtier. On peut ainsi se faire une idée de la compacité du système et identifier les composants essentiels du système LASBI que sont, le laser, le modulateur électro-optique intégré, l'étalon Fabry-Perot, le détecteur, etc.

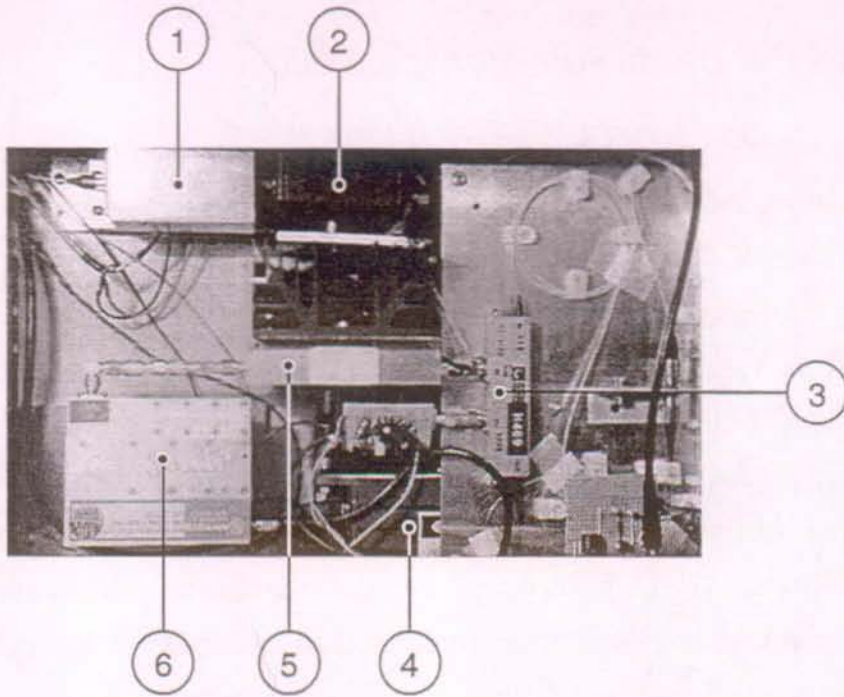


Fig. 6.24 L'intérieur du système de mesure "LASBI".

1. Etalon Fabry-Perot
2. Détecteur
3. Modulateur électro-optique intégré
4. Laser à corps solide miniature (ND:YAG)
5. Amplificateur micro-onde
6. Générateur micro-onde

VI.7. Exemples d'applications du système de mesures distribuées à effet Brillouin.

VI.7.1. Identification de la présence de contrainte dans les lignes de télécommunications à fibres optiques.

La durée de vie et, par conséquent, la fiabilité des liaisons à fibres optiques dépendent très sensiblement de la présence de contraintes dans les fibres. Il est donc primordial de s'assurer que des contraintes n'ont pas été introduites lors de l'installation des câbles dans les caniveaux souterrains. C'est dans ce but qu'en 1992 Swiss Telecom PTT contacte le Laboratoire de Métrologie de l'EPFL dans le but d'initier un projet en commun, qui consiste à l'évaluation du potentiel de la mesure distribuée de contraintes par effet Brillouin. Depuis, un système de mesure transportable a été mis au point et c'est pas moins d'une centaine de kilomètres de fibres optiques de l'actuel réseau de télécommunication helvétique qui ont été mesurés à différentes périodes de l'année. Il serait fastidieux de passer en revue tous les sites testés et de commenter individuellement chaque mesure. C'est pourquoi un site particulier, la liaison sous-lacustre Anières-Versoix, a été choisi pour décrire le type d'information que l'on peut tirer d'une mesure distribuée du décalage Brillouin effectuée sur des câbles en fonction.

Liaison sous-lacustre Anières (Ge)-Versoix (Ge)

Cette liaison a toute de suite présenté beaucoup d'intérêt, dans le sens où la pose d'un câble à fibres optiques au fond du lac Léman à plusieurs dizaines de mètres de profondeur est considérée comme une installation critique. Un câble spécial, capable de résister à la pression hydrostatique de l'eau, a même été développé à cette occasion [12]. La configuration de la liaison Anières-Versoix est représentée schématiquement par la Fig. 6.25. Le câble, long d'environ 6.8 km, est en réalité constitué de cinq segments différents, et la partie sous-lacustre proprement dite occupe 3.7 km. Depuis les centraux numériques d'Anières et Versoix, il suit un parcours sinueux dans des caniveaux souterrains qui l'amène sur les bords du lac Léman. De chaque berge, il pénètre dans le lac grâce à des tubes protecteurs qui débouchent à environ 400 mètres des rives et durant le reste du trajet à travers le lac, il repose simplement sur le fond du lac sans aucune protection. La section la plus

profonde du Petit Lac se situe entre le deuxième et le troisième kilomètre sur le parcours du câble et atteint 65 m.

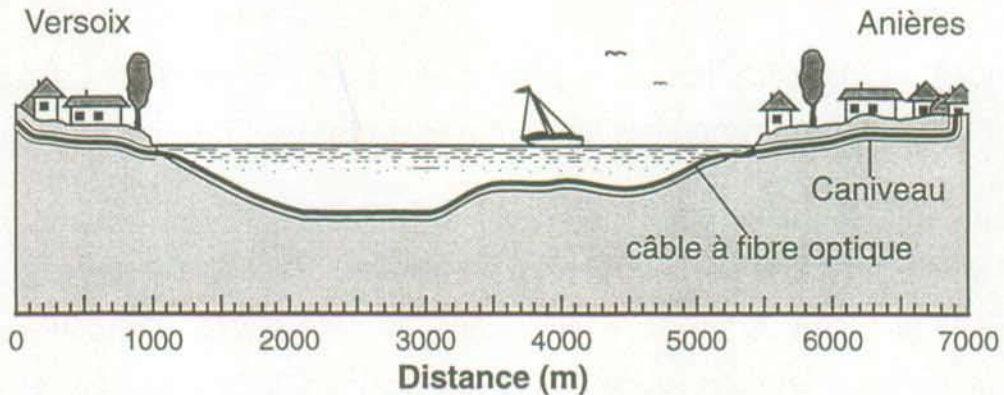


Fig. 6.25 Liaison fibre optique entre les centraux numériques de Versoix (Ge) et d'Anières (Ge) au travers du lac Léman à la hauteur du Petit Lac.

Une première mesure distribuée du décalage Brillouin révèle effectivement la présence de plusieurs segments de fibres différentes, comme on peut le voir à la Fig. 6.26. Chaque fibre présente un décalage Brillouin précis, qui peut varier d'une production à l'autre, et dans ce sens possède sa propre signature. Ce genre de mesure peut, par conséquent, s'avérer très utile lorsqu'il s'agit d'identifier le type de chacune des fibres constituant un câble. Il a par exemple été possible de détecter la présence d'un tronçon de fibre à manteau enfoncé dans un câble qui n'était sensé contenir que de la fibre standard dopée au germanium.

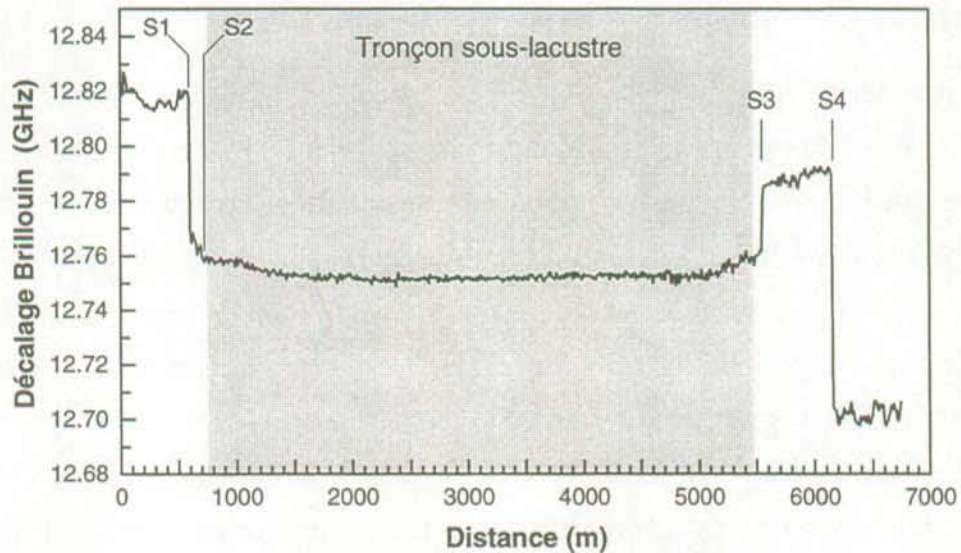


Fig. 6.26 Mesure distribuée du décalage Brillouin de la liaison fibre optique Versoix-Anières réalisée avec une résolution spatiale de 20 m.

La position des quatre épissures le long du câble qui font la jonction entre les différentes sections est indiquée par les annotations S1 à S4. Le profil de cette

première mesure révèle des variations un peu plus importantes le long du parcours souterrain, qu'au travers du lac. Par ailleurs, la température de l'eau au fond du lac étant de quelques degrés inférieure à celle des bords, l'allure générale du graphe se creuse quelque peu entre le premier et le cinquième kilomètre.

La détection et la localisation de contrainte ponctuelle nécessite une résolution la plus élevée possible. C'est la raison pour laquelle, les deux premiers kilomètres de câble ont été mesurés avec une résolution spatiale de 5 mètres. Cette procédure a ensuite été répétée à quatre reprises au cours des huit mois qui ont suivis. La Fig. 6.27 présente un résumé de cette campagne de mesure. On y trouve représenté un exemple du profil de la même fibre, testée lors de chaque passage à Versoix. Il apparaît que les fluctuations qui avaient tout d'abord été attribuées à la présence de contraintes ne proviennent en réalité que de variations saisonnières de la température. Les vingt premiers mètres représentés sur le graphique correspondent au parcours de la fibre à l'intérieur du central de Versoix, dont la température est maintenue constante grâce une unité de climatisation. Sur ce premier tronçon, les quatre mesures sont quasiment confondues. En revanche, la partie du câble qui va du central de Versoix jusqu'au bord du lac (S2) subit des variations de température qui peuvent aller jusqu'à 20°C entre février et août. Le caniveau dans lequel le câble a été placé, débouche dans une chambre souterraine situé sur la berge. Depuis cet endroit, un tube protecteur amène la section spécialement renforcée du câble à près de 400 m du bord. Ensuite, il repose simplement sur le fond du lac. Le renforcement du câble apparaît tout à fait performant puisque la section sous-lacustre ne présente aucun accident. Au-delà de la position 1200 m, les fluctuations sont même plus faibles que sur le restant du câble. Il est intéressant de constater que la température du lac à une profondeur de 60 m a présentée des variations d'environ 8°C au cours de l'année. De plus, il est d'autant plus surprenant que le fond du lac avait la même température le 28 août et le 14 novembre alors que les valeurs extrêmes ont été mesurées le 28 juin et le 14 novembre. Les 400 premiers mètres situés à faible profondeur subissent quant à eux des variations plus importantes de température, jusqu'à 12°C. Il apparaît ainsi que la température du fond du lac n'est pas forcément corrélée avec la température de l'eau dans les bords.

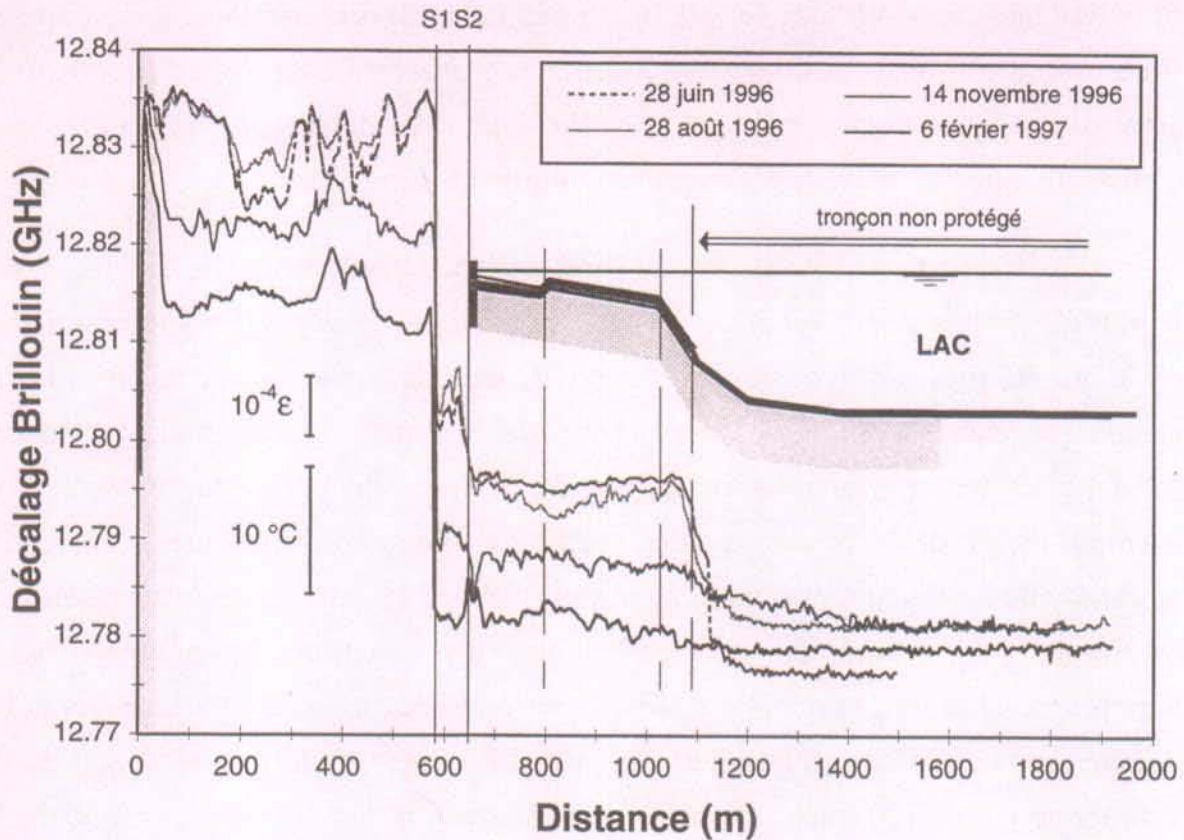


Fig. 6.27 Mesures distribuées effectuées avec 5 m de résolution spatiale des 2 premiers kilomètres de fibres à plusieurs périodes de l'année. Les premiers 20 mètres correspondent à l'intérieur du central de Versoix. La section renforcée du câble débute au point S2.

Du fait de la sensibilité commune du décalage Brillouin envers les contraintes et la température, l'analyse de câbles à fibres optiques à l'aide d'un système LASBI requiert la plus grande prudence. Il n'a malgré tout pas été possible de déceler sur le site de Versoix la trace de déformations supérieures à 0.1 mε, apparaissant sur des distances plus longue que 3 mètres. Dès lors, il n'est pas exclu que des contraintes ponctuelles élevées se trouvent occultées par une résolution spatiale de 5 mètres, que seules des mesures ultérieures à l'aide d'un système plus performants pourront révéler. Par ailleurs, des contacts ont été pris avec l'institut Forel d'étude du lac de l'Université de Genève pour évaluer le potentiel d'une mesure distribuée de la température du lac.

V.7.2 Thermométrie distribuée à effet Brillouin

Un câble de démonstration a été installé sur les toits des bâtiments du Département d'Electricité de l'EPFL, dans le but de mesurer les variations de température en fonction de l'ensoleillement. Des mesures ont ainsi pu être réalisées à différents moments de la journée, révélant d'importantes fluctuations entre les zones d'ombre et les parties exposées au soleil. L'échantillon de câble utilisé provient de la production de câbles multifibres standard pour les télécommunications. Il comporte une longueur totale de 400 mètres, et est recouvert d'une gaine de protection noire qui absorbe fortement le rayonnement solaire. Il a été déroulé sur toute sa longueur sur les toits en terrasse des bâtiments de l'EPFL, et une des extrémités du câble a été amenée jusqu'au local où était entreposé le système LASBI (coin inférieur gauche sur la Fig. 6.28).

Une représentation graphique spécifique au problème de la thermométrie a par ailleurs été développée. L'exploitation de la couleur permet une visualisation immédiate des variations de température (à chaque couleur correspond une température) et ainsi l'interprétation des résultats se trouve non seulement simplifiée mais aussi beaucoup plus efficace. La Fig. 6.28 est une illustration du type d'information que peut contenir une mesure de la distribution de la température. Le parcours du câble y est représenté sur le plan général des bâtiments, l'intérieur du bâtiment apparaissant noir, alors que les terrasses sont représentées par des surfaces gris sombre. La température ponctuelle du câble est décrite par une couleur dont l'équivalence est fournie par la palette de couleurs. Plusieurs mesures ont été enregistrées le 19 juin 1996, qui fut une journée ensoleillée et chaude. A titre d'exemple, la Fig. 6.28 illustre la distribution de température le long du câble à trois moments de la journée: 9h00, 12h00 et 16h00. On peut facilement différencier les zones d'ombre, où la température reste inférieure à 35°C, des zones bien exposées au soleil. La température du câble atteint même des valeurs très élevées, jusqu'à 54°C, pour les parties subissant une exposition solaire directe et étant en contact avec des surfaces métalliques.

Cet exemple illustre clairement le potentiel de la thermométrie à effet Brillouin, qui peut trouver des applications dans la domotique, comme dans la surveillance de tunnels ou d'autres ouvrages.

Evolution diurne de la température le long d'un câble installé sur les toits de l'EPFL

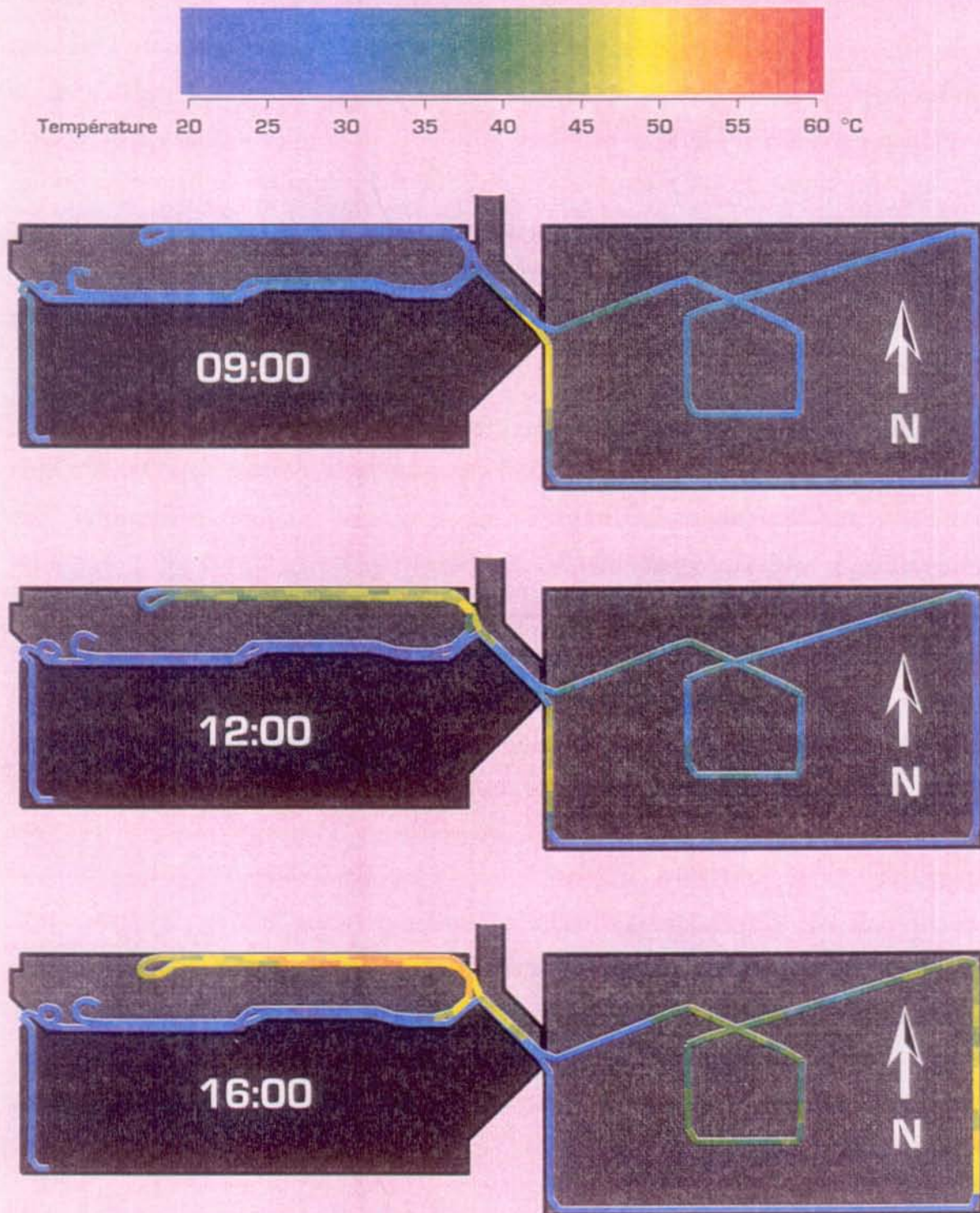


Fig. 6.28 Mesures distribuées de températures sur les toits des bâtiments de l'EPFL à différentes heures de la journée (19 juin 1996, journée ensoleillée).

VI.7.3. Mesure de l'échauffement local des câbles de distribution d'énergie

Les difficultés croissantes rencontrées lors de demandes de construction de nouvelles lignes à haute tension ont accéléré l'installation de liaisons câblées souterraines à haute tension. Pour assurer la sécurité et la fiabilité de ces nouvelles liaisons câblées, il est impératif de disposer d'un équipement de supervision en temps réel du comportement du câble. L'exploitation de ces nouvelles liaisons suppose une bonne connaissance du comportement des câbles en temps réel, à commencer par le profil de température sur toute leur longueur. L'échauffement local des câbles peut, en effet, s'avérer critique surtout en zone urbaine, où la proximité d'autres liaisons électriques ou d'autres sources de chaleur peuvent modifier le comportement thermique de la gaine de protection du câble.

C'est dans un élan innovateur que l'entreprise Alcatel Cable Suisse (anciennement Cortailod Cossonay Cables) a contacté le Laboratoire de Métrologie pour lancer un projet en commun sur la mesure de la distribution de température des câbles de distribution d'énergie. Un précédent développement leur avait permis d'intégrer des fibres optiques dans l'écran d'un câble électrique, et il s'agissait de mettre au point un dispositif capable de mesurer la température en chaque point du câble. Les quelques essais effectués à l'aide d'un capteur distribué utilisant la diffusion Raman et d'un système à microcourbures n'ayant pas donné satisfaction, cette collaboration constituait une excellente occasion de démontrer l'efficacité du système LASBI.

Intégration de fibres dans un câble de distribution d'énergie

La principale difficulté qui surgit lors de l'intégration de fibres optiques dans un câble électrique est liée au fait de devoir assurer le relâchement mécanique total des fibres. C'est seulement dans ces conditions que la mesure de température par le biais du système LASBI est possible. La présence de contraintes pourrait, en effet, biaiser ou masquer les effets thermiques. Un premier prototype de câble électrique, conçu pour fonctionner à une tension de 60 kilo Volts, a été équipé de quatre tubes contenant chacun quatre à six fibres optiques. Une section du câble est représenté à la Fig. 6.29. Les tubes sont enroulés en spirale au pas de 212 mm au sein du treillis de cuivre de l'écran de terre. Le diamètre extérieur du câble s'élève à 5.4 cm.

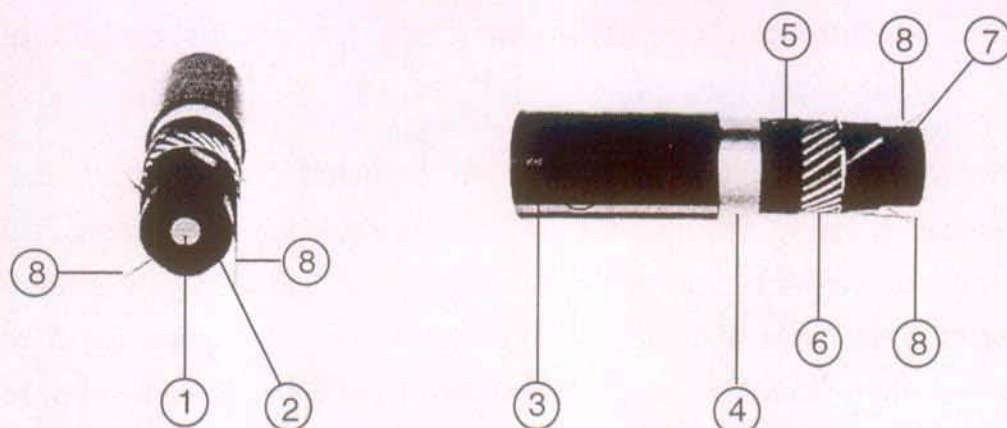


Fig. 6.29 Vue d'une section de câble révélant sa structure interne

1. conducteur
2. isolant (polyéthylène réticulé)
3. gaine extérieure
4. ruban d'étanchéité en cuivre
5. ruban gonflant (absorption de la condensation)
7. semi-conducteur
8. fibres optiques

Premiers essais sur site

Dans le cadre de ce projet il était prévu d'intégrer environ 600 mètres du premier prototype de câble électrique dans le réseau de distribution d'énergie des Entreprises Electriques Fribourgeoises. Durant le mois de juin 1995, les premiers tests s'étaient révélés positifs et son installation sur le site d'Hauterive dans le canton de Fribourg a été réalisé vers la fin 1995. Les premiers essais dans des conditions proches d'une exploitation réelle ont pu avoir lieu au début 1996. Le câble a en effet été inséré dans le réseau de distribution d'énergie de la ville de Fribourg (quartier de Moncor). Aux heures de grande consommation d'énergie, environ 130 Ampères circulaient dans le câble. Néanmoins, aucun échauffement du câble n'a été détecté pendant toute la durée des essais malgré la forte charge. Dès lors, en maintenant une surveillance continue, il serait possible d'augmenter encore la charge du câble.

D'une manière générale, ces trois exemples d'applications démontrent, si besoin était, que le potentiel du système LASBI est bien réel, et que ce dernier a atteint un degré de maturité qui permet d'envisager la réalisation d'un prototype industriel.

Références du chapitre VI

- [1] D. Culverhouse, F. Ferahi, C.N. Pannell, D.A. Jackson, "Exploitation of stimulated Brillouin scattering as a sensing mechanism for distributed temperature sensors and as a mean of realizing a tunable microwave generator", OFS'89, Springer Proceedings in Physics 44, p. 552, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [2] M.K. Barnoski and S.M. Jensen, "Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics", Appl. Optics, Vol. 15, p. 2112, 1976.
- [3] K. Shimizu, T. Horigushi, Y. Koyamada, T. Kurashima, "Coherent self-heterodyne detection of spontaneously Brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber", Optics Lett., Vol. 18, p.185, 1993.
- [4] T. Horigushi and M. Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave", Optics Lett., Vol. 14, p. 408, 1989.
- [5] T. Horigushi and M. Tateda, "BOTDA-Nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction", IEEE J. of Lightwave Technol., Vol LT-7, p.1170, 1989.
- [6] M. Niklès, L. Thévenaz and Ph. Robert, "Measurement of the distributed-Brillouin-gain spectrum in optical fibers by using a single laser source", in Optical Fiber Communication Conference OFC'94, Vol. 4 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1994), paper WF1.
- [7] M. Niklès, L. Thévenaz and Ph. Robert, "Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis", Optics Lett., Vol. 21, p. 758, 1996.
- [8] R. Kashyap, "Design and measurement of optical fibre gratings", in the Technical Digest of the Symposium on Optical Fiber Measurements, OFMC'96, Boulder, Co, NIST special publication 905, p. 7, 1996.
- [9] W.W. Morey, T.J. Bailey, W.H. Glenn, G. Meltz, "Fiber Fabry-Perot interferometer using side exposed fiber Bragg gratings", in Optical Fiber Communication Conference OFC'92, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1992), paper WA2,.
- [10] D. Cotter, "Stimulated Brillouin Scattering in Monomode Optical Fiber", J. of Optical Communication, Vol. 4, pp. 10-19, 1983.
- [11] M. Niklès, L. Thévenaz, "Procédé de mesure de la diffusion Brillouin dans une fibre optique et dispositif de mise en oeuvre de ce procédé". Brevet n°9311700 France.
- [12] F. Gaille, "A 20 km long underwater optical fiber cable with 44 fibers", Proceedings of the European Fiber Optic Communications and Network Conference (EFOC & N '94), Geneva, paper 18, p.27, 1994.
- [13] M. Niklès, L. Thévenaz, P.Salina, Ph. Robert, "Local analysis of stimulated Brillouin interaction in installed fiber optics cables", Symposium on Optical Fibre Measurements, SOFM'95, NIST special publication 905, (Boulder, Colorado), pp.111-114. (1996).

Conclusions

Il existe à ce jour peu d'applications pratiques qui font usage d'effets non-linéaires intrinsèques aux fibres optiques. On n'en dénombre en fait que trois: la génération de solitons optiques par le biais de l'effet Kerr, les amplificateurs utilisant la diffusion Raman stimulée, et les gyroscopes à effet Brillouin. Les capteurs distribués tirant profit de la diffusion Brillouin stimulée sont venus s'ajouter à cette liste très récemment. En effet, l'utilisation de la dépendance du décalage Brillouin envers la température et les contraintes pour la réalisation de capteurs à fibres optiques n'a été proposée pour la première fois qu'en 1989, presque simultanément par deux groupes de chercheurs [1] [2] [3]. La diffusion Brillouin stimulée présente pourtant l'avantage, par rapport aux autres effets non-linéaires, de ne pas nécessiter de puissances optiques très importantes pour pouvoir être exploitée dans les fibres optiques. Mais c'est principalement les restrictions quant à la largeur spectrale des lasers qui a longtemps freiné son application au domaine des capteurs.

La récente apparition sur le marché de diodes lasers et de lasers à corps solide miniatures à la fois puissants et de bonne pureté spectrale a permis plusieurs réalisations pratiques impliquant la diffusion Brillouin stimulée (capteurs distribués de température ou de contraintes, générateur micro-onde, amplificateur optique à bande étroite, etc.). A l'opposé, cette nouvelle génération de sources laser, conjuguée avec le développement des télécommunications à fibres optiques à longues distances, laisse entrevoir que la diffusion Brillouin stimulée représentera une sévère limitation dans les performances des télécommunications du futur. Dès lors, il est essentiel de disposer de données précises sur les caractéristiques de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques et d'en maîtriser parfaitement le comportement, que ce soit pour contrecarrer ou pour tirer profit de cet effet non-linéaire. C'est principalement dans cette optique que la première partie du présent travail de thèse a été effectuée. La seconde partie a, quant à elle, été consacrée à l'étude des applications de la diffusion Brillouin stimulée dans le domaine des capteurs distribués à fibres optiques.

Caractérisation de la diffusion Brillouin

La distribution spectrale associée au gain Brillouin dans les fibres optiques suit une distribution de Lorenz, et par conséquent, est définie par trois paramètres: le décalage Brillouin, la largeur de raie et le coefficient de gain Brillouin. Pour une fibre donnée, une caractérisation complète de la diffusion Brillouin consiste alors à

déterminer les valeurs de ces paramètres en fonction des caractéristiques de la fibre et des grandeurs ambiantes, telles que température et présence de contraintes appliquées à la fibre.

Le montage expérimental développé dans le cadre de ce travail a permis de réaliser des mesures comparatives de qualité sur toute une palette de fibres optiques. La stabilité intrinsèque élevée du montage optique lui confère une précision qui donne à ces mesures un caractère de référence. Les effets de la température et des contraintes sur les caractéristiques spectrales de la DBS ont également pu être pleinement calibrés.

Une modélisation des effets de polarisation sur l'efficacité de l'interaction a permis d'expliquer le comportement particulier des fibres à faible biréfringence, et ensuite, d'établir une procédure de mesure pour déterminer la valeur du gain Brillouin indépendamment de la biréfringence de la fibre.

La diffusion Brillouin stimulée est un domaine vaste et complexe, dont la présente thèse n'aborde que certains aspects. Par exemple, il a été constaté, au cours des expériences réalisées dans le cadre de cette thèse, que le gain Brillouin peut avoir un effet sensible sur l'état de polarisation du signal. Ces indices expérimentaux ouvrent la porte à des travaux ultérieurs.

Capteurs distribués à fibres optiques

Au moment où débutait le présent travail de thèse, le capteur distribué à fibre optique utilisant la diffusion Brillouin stimulée n'était qu'une prouesse de laboratoire, utilisant un équipement lourd et incompatible avec des mesures sur site. Il restait cependant à mettre en évidence les réelles potentialités de cette nouvelle technique de mesure, d'évaluer ses limites et de démontrer qu'elle pouvait atteindre une maturité suffisante pour permettre un développement industriel.

Après avoir mis de côté la configuration standard utilisant deux lasers, la recherche d'une nouvelle solution s'est effectuée en mettant l'accent sur la robustesse et la simplicité de mise en oeuvre. La combinaison laser-modulateur électro-optique a été à nouveau avantageusement mise à profit pour réaliser un montage susceptible d'évaluer les variations du décalage Brillouin le long d'une fibre optique. Le modulateur électro-optique est cette fois utilisé non seulement pour générer le signal de test, mais également pour effectuer le codage temporel qui permet de localiser la zone d'interaction dans la fibre de mesure. La compacité du circuit optique tout-fibre

et la stabilité inhérente à l'utilisation d'une seule source laser sont les atouts majeurs du système. La valeur du décalage Brillouin le long d'une fibre peut ainsi être déterminée avec une résolution de quelques mètres (3-10 mètres suivant l'éloignement du point mesuré) sur une longueur qui s'étend jusqu'à une trentaine de kilomètres. La résolution spatiale est probablement le paramètre le plus critique dans le sens où elle représente la valeur que tous les utilisateurs potentiels aimeraient voir s'affiner. Elle est en définitive fixée par le contraste de mesure qui, lui, dépend directement de la puissance du laser de pompe. En améliorant les performances du système d'acquisition, il a été possible d'amener la résolution spatiale en dessous de 20 mètres dans un premier temps, puis en dessous de 10 mètres en perfectionnant le traitement des mesures. Finalement une évaluation des performances ultimes de ce type de capteur en termes de résolution spatiale et de portée a permis de démontrer que les capteurs distribués à effet Brillouin sont destinés à fonctionner sur des distances importantes, jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres, tout en restant limités à une résolution spatiale de l'ordre du mètre. Néanmoins, atteindre le mètre en conservant une excellente qualité de mesure apparaît maintenant possible grâce à l'émergence sur le marché d'amplificateurs à fibres dopées permettant de produire des impulsions optiques dépassant le watt. Dès lors, l'utilisation d'un laser semi-conducteur émettant dans la troisième fenêtre en combinaison avec un amplificateur à fibres dopées laisse présager une amélioration substantielle des performances, comme on peut le voir à la Fig. 1 ci-dessous. Quelques essais réalisés en laboratoire ont d'ores et déjà démontré qu'un système LASBI intégrant un amplificateur à fibre optique est promis à un bel avenir, puisque les premières mesures font état d'une résolution spatiale de 80 centimètres sur deux kilomètres de fibre.

De telles performances laissent entrevoir maintenant de nouvelles applications pour ce nouveau type de capteur dans des domaines aussi variés que le génie civil, la domotique, les systèmes de surveillance ou d'alarme, la détection du gel pour les pistes des aéroports, etc. Des pourparlers sont d'ailleurs en cours pour incorporer prochainement des fibres optiques dans la structure d'un barrage dès sa construction de manière à évaluer, dans un premier temps, les variations de température lors de la prise du béton, et dans un second temps, les éventuelles déformations de la structure au cours du temps.

Dans le domaine des télécommunications, outre la possibilité de mesurer l'état de contraintes des câbles à fibres optiques, il est certainement destiné à devenir un

Conclusions

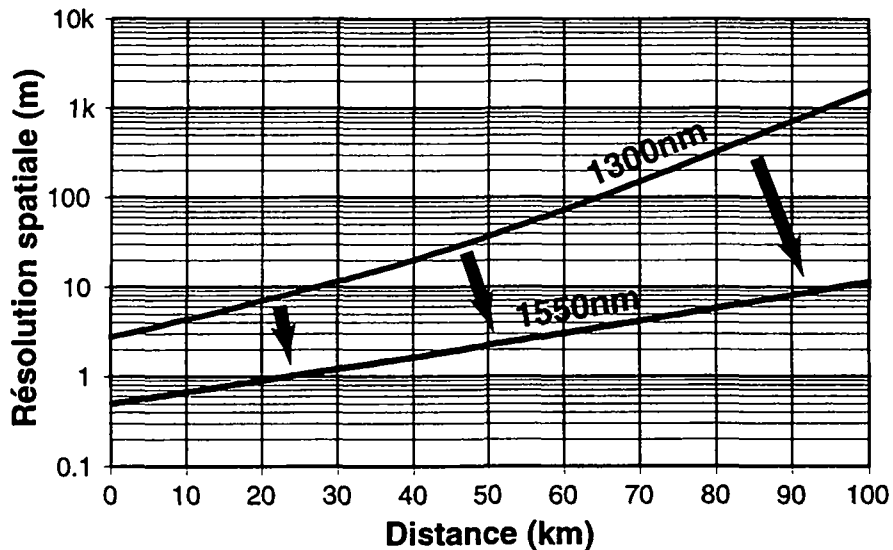


Fig. 1 Amélioration des performances du capteur distribué à effet Brillouin grâce à l'introduction d'un amplificateur à fibres dopées. L'effet combiné d'une puissance plus élevée et d'une atténuation moindre à 1.55 μm explique l'augmentation aussi bien de la résolution spatiale que de la portée du capteur.

outil de diagnostic pour les exploitants de réseaux de télécommunication à fibres optiques. Pour preuve, il fournit par exemple la possibilité d'effectuer une identification des différentes fibres d'un câble, et de surcroît d'en vérifier la qualité (uniformité, présence de contraintes). De plus, une mesure de l'évolution du contraste de l'interaction Brillouin offre la possibilité de décrire l'évolution de l'état de polarisation le long d'une fibre et représente ainsi une perspective tout à fait nouvelle. Une telle information permet de localiser les tronçons à biréfringence plus élevée, et est dès lors destinée à compléter les données fournies par les analyses de la dispersion de polarisation globale d'une liaison à fibres optiques.

En conclusion, la présente thèse a permis de mettre en évidence les richesses des interactions qui se déroulent au cœur des fibres optiques entre lumière et ondes acoustiques. Elle contribue également à démontrer une fois de plus, s'il était besoin, que les fibres représentent un terrain propice à l'étude d'effets non-linéaires, et que ces derniers peuvent apporter des solutions élégantes et performantes dans le domaine des capteurs à fibres optiques. Finalement, d'une manière générale, les perspectives d'avenir de la technique de mesure exposée dans ce mémoire appartiennent déjà au présent dans le sens où un développement industriel est en cours pour la réalisation d'un prototype de capteur distribué à effet Brillouin.

Références

- [1] D. Culverhouse, F. Ferahi, C.N. Pannell, D.A. Jackson, "Exploitation of stimulated Brillouin scattering as a sensing mechanism for distributed temperature sensors and as a mean of realizing a tunable microwave generator", OFS'89, Springer Proceedings in Physics 44, p. 552, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [2] T. Horigushi, M. Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave", Optics Lett., Vol. 14, p. 408, 1989.
- [3] T. Kurashima, T. Horigushi, M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Optics Lett., Vol. 15, p. 1038, 1990.

Conclusions

Annexe A: Formalismes de Jones et de Stokes

A.1 Vecteurs et matrices de Jones

Le formalisme de Jones (R.C. Jones) a été développé pour décrire de façon simple et rigoureuse l'évolution de l'état de polarisation d'une onde plane et monochromatique.

Soit une onde plane monochromatique de fréquence $\nu = \omega/2\pi$, se propageant selon la direction z :

$$\mathbf{E}(z,t) = \text{Re}\left\{A e^{j(\omega t - kz)}\right\}$$

où A est un vecteur complexe $A = A_x e_x + A_y e_y$, dont les composantes sont représentatives de l'amplitude et du déphasage de chaque composante du champ électrique selon les directions e_x et e_y .

En posant: $A_x = a_x e^{j\varphi_x}$ et $A_y = a_y e^{j\varphi_y}$

avec: $a_{x,y}$: amplitude réelle du champ dans la direction x,y ,

$\varphi_{x,y}$: déphasage du champ dans la direction x,y ,

il est possible de définir le *vecteur de Jones* $J = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \end{pmatrix}$, tel que l'enveloppe complexe A

puisse s'écrire:

$$A = a_o e^{j\varphi_x} J \quad \text{avec} \quad a_o = \sqrt{a_x^2 + a_y^2},$$

ce qui implique que les composantes du vecteur de Jones se définissent comme:

$$u_x = \frac{a_x}{a_o} \quad \text{et} \quad u_y = \frac{a_y}{a_o} e^{j(\varphi_y - \varphi_x)}$$

Par définition, le vecteur de Jones est normé $|J|=1$. Deux ondes d'intensité différente, mais de même polarisation sont par conséquent décrites par le même vecteur de Jones.

Vecteurs de Jones de quelques états de polarisation particuliers

Polarisation linéaire dirigée selon l'axe x : $J_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Polarisation linéaire dirigée selon l'axe y : $J_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

Polarisation linéaire orientée à un angle θ par rapport à l'axe x: $J_\theta = \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix}$

Polarisation circulaire gauche: $J_G = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}$

Polarisation circulaire droite: $J_D = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}$

Polarisations orthogonales

Soit deux états de polarisation décrits par les vecteurs de Jones:

$$J_1 = \begin{pmatrix} u_{1x} \\ u_{1y} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad J_2 = \begin{pmatrix} u_{2x} \\ u_{2y} \end{pmatrix}.$$

Ces polarisations sont dites orthogonales si et seulement si le produit scalaire complexe de leurs vecteurs de Jones est nul, c'est-à-dire:

$$J_1^t J_2^* = u_{1x} u_{2x}^* + u_{1y} u_{2y}^* = 0$$

Matrices de Jones

Considérons une onde plane traversant un milieu qui maintient la nature plane de l'onde, mais modifie son état de polarisation. Le milieu étant supposé linéaire, les composantes du champ électrique à la sortie peuvent s'exprimer comme étant une combinaison linéaire des composantes du champ électrique à l'entrée:

$$\begin{aligned} u_x^s &= T_{11} u_x^e + T_{12} u_y^e \\ u_y^s &= T_{21} u_x^e + T_{22} u_y^e \end{aligned} \quad \text{ce qui peut s'écrire} \quad J_s = \mathbf{T} J_e$$

où \mathbf{T} est la *matrice de Jones* du milieu.

Matrice d'un polariseur orienté selon l'axe x: $\mathbf{P}_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$

Matrice d'une rotation du système d'axe d'un angle θ : $\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$

Polariseur tourné d'un angle θ : $\mathbf{P}_\theta = \mathbf{R}^{-1}(\theta) \mathbf{P}_x \mathbf{R}(\theta)$

Matrice de Jones d'une lame quart-d'onde: $\mathbf{B}_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{pmatrix}$

Matrice de Jones d'une lame demi-d'onde: $\mathbf{B}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

Mise en cascade de différents éléments: $J_s = \mathbf{T}_n \dots \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1 J_e$

A.2. Paramètres de Stokes et matrices de Müller

Le formalisme de Stokes (G.G. Stokes) est basé sur la définition de quatre paramètres liés à quatre mesures bien précises de l'intensité d'une onde plane et monochromatique:

- I: intensité totale,
- H: intensité mesurée à travers un polariseur linéaire horizontal,
- V: intensité mesurée à travers un polariseur linéaire vertical,
- P: intensité mesurée à travers un polariseur linéaire orienté à 45° ,
- Q: intensité mesurée à travers un polariseur linéaire orienté à -45° ,
- G: intensité mesurée à travers un polariseur circulaire gauche,
- D: intensité mesurée à travers un polariseur circulaire droite,

Le vecteur de Stokes est alors défini à partir des paramètres de Stokes S_0, S_1, S_2 et S_3 de la manière suivante:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ H - V \\ P - Q \\ G - D \end{pmatrix}$$

Très souvent seule l'information sur l'état de polarisation est utile, et les vecteurs de Stokes sont normalisés par rapport à S_0 . Seuls les paramètres s_1, s_2 et s_3 sont alors porteurs d'information:

$$\frac{1}{S_0} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}$$

Vecteurs de Stokes de quelques états de polarisation particuliers

| | |
|--|---------------|
| Polarisation linéaire dirigée selon l'axe x: | (1, 1, 0, 0) |
| Polarisation linéaire dirigée selon l'axe y: | (1, -1, 0, 0) |
| Polarisation circulaire gauche: | (1, 0, 0, 1) |
| Polarisation circulaire droite: | (1, 0, 0, -1) |

Sphère de Poincaré

Une représentation géométrique de l'état de polarisation, basée sur le formalisme de Stokes a été développée par H. Poincaré en 1892. Cette représentation a ceci d'original qu'elle fait appel à une sphère, la sphère de Poincaré, et que à chaque point de la sphère est associé un état de polarisation. Les coordonnées cartésiennes d'un point de la sphère correspondent aux paramètres de Stokes S_1 , S_2 et S_3 , comme on peut le voir sur la figure A.1 ci-dessous.

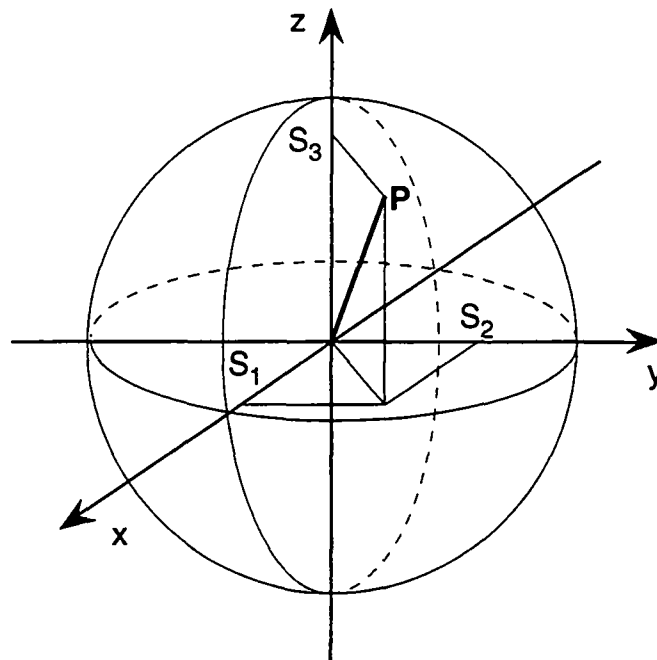


Fig. A.1 Représentation d'un état de polarisation sur la sphère de Poincaré.

Les particularités de la sphère de Poincaré sont les suivantes:

- Les pôles Nord et Sud correspondent aux polarisations circulaire droite ($S_3=1$) et circulaire gauche ($S_3=-1$) respectivement.
- Chaque point de l'équateur représente un état de polarisation linéaire.
- A l'exception des pôles Nord, Sud et de l'équateur, tous les autres points de la sphère correspondent à des polarisations elliptiques.
- Une distinction est faite suivant le sens de rotation de l'ellipse de polarisation: les polarisations droites sont représentées dans hémisphère nord, et les polarisations gauches dans l'hémisphère sud.

- Suivant son degré de cohérence, la lumière ne peut être que partiellement polarisée, de sorte qu'on peut définir un degré de polarisation DP :

$$DP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} 100\%$$

- La lumière présentant un degré de polarisation égal à 100% se trouve répartie sur la surface de la sphère, alors que la lumière partiellement polarisée est représentée à l'intérieur de la sphère.

Orthogonalité

Deux états de polarisation sont orthogonaux si et seulement si, ils sont aux antipodes sur la sphère de Poincaré, autrement dit si les paramètres S_1 , S_2 et S_3 de leur vecteur de Stokes présentent le même rapport et un signe opposé:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \text{ est orthogonal à } S' = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0 \\ -S_1 \\ -S_2 \\ -S_3 \end{pmatrix}$$

Matrices de Müller

A l'instar des matrices de Jones pour les vecteurs de Jones, les matrices de Müller permettent d'établir une relation entre les vecteurs de Stokes de la lumière incidente et de la lumière émergente.

$$S_s = M S_e$$

La sphère de Poincaré est également très utile pour représenter l'évolution de l'état de polarisation d'une onde lors de sa propagation à travers un milieu anisotrope. En effet, la transformation de l'état de polarisation se traduit par une rotation sur la sphère de Poincaré. De plus, à un changement de direction de propagation s'apparente un changement de signe du paramètre S_3 , autrement dit à une symétrie par rapport au plan contenant l'équateur.

Correspondance entre les formalismes de Jones et de Stokes

Soit l'onde plane et monochromatique définie par $E=A_0J \exp(j\omega t)$ en utilisant le formalisme de Jones. Son état de polarisation peut être décrit par les paramètres de Stokes comme suit:

$$\begin{aligned} S_0 &= |A_0u_x|^2 + |A_0u_y|^2 \\ S_1 &= |A_0u_x|^2 - |A_0u_y|^2 \\ S_2 &= 2 \operatorname{Re} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} \\ S_3 &= 2 \operatorname{Im} \left\{ A_0^2 u_x u_y^* \right\} \end{aligned}$$

L'opposé n'est possible que pour des ondes totalement polarisées et que si des informations sur la phase absolue sont connues.

Annexe B: Les définitions du "Spot size"

Soit $f(r)$, la distribution de champ dans le coeur d'une fibre de symétrie circulaire. Les transformées de Hankel (transformées de Fourier en coordonnées cylindriques) permettent de faire le lien entre les distributions de champs observées dans le champ proche et dans le champ lointain [1]:

$$F(q) = 2\pi \int_0^{\infty} f(r) J_0(2\pi qr) r dr$$

$$f(r) = 2\pi \int_0^{\infty} F(q) J_0(2\pi qr) q dq$$

où la variable q est reliée à θ l'angle d'observation dans le champ lointain de la manière suivante:

$$q = \frac{1}{\lambda} \sin \theta$$

Il existe différentes méthodes pour mesurer le rayon du mode guidé d'une fibre optique w . Celles-ci sont brièvement décrites au Chapitre V. Elles fournissent chacune un résultat sous forme d'une distribution: $f(r)$, $F(\theta)$, $c(\delta)$, $A'(R)$, et $K(x)$. Différentes opération mathématiques permettent, à partir de ces fonctions, de déterminer la valeur de w . Il existe par conséquent plusieurs définition de la taille du mode guidé. Cependant, la définition du rayon du mode guidé w , basée sur le calcul du *second moment de la distribution de champ lointain*, a ceci de particulier qu'elle trouve

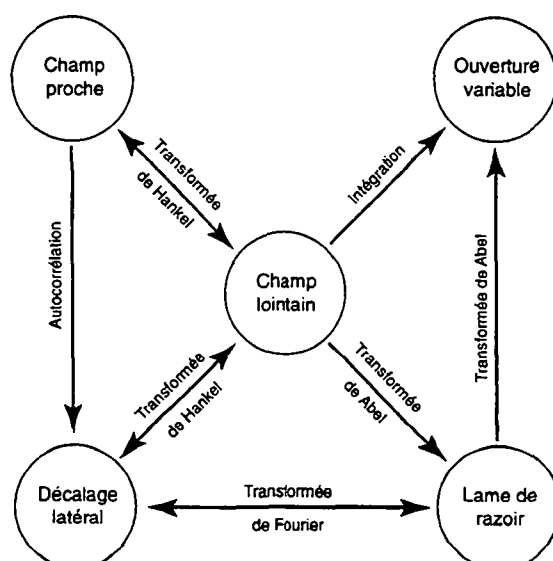


Fig. B.1: Les cinq méthodes communément utilisées pour mesurer de la taille du mode guidé et les opérations mathématiques permettant de relier les différentes distributions obtenues.

une équivalence dans les quatre autres domaines [2]. Ainsi, chacune des quatre autres distributions peut être exprimée en fonction du champ lointain (Fig. B.1).

Champ lointain: le rayon du mode guidé $w = 1/\pi W$ est défini comme suit:

$$W^2 = 2 \frac{\int_0^\infty q^3 F^2(q) dq}{\int_0^\infty q F^2(q) dq}$$

Champ proche: comme $f(r)$ est la transformée de Hankel de $F(q)$, on peut écrire (en faisant l'hypothèse de petits angles):

$$w^2 = 2 \frac{\int_0^\infty r f^2(r) dr}{\int_0^\infty r \left[\frac{df(r)}{dr} \right]^2 dr}$$

Décalage latéral: le coefficient de transmission de puissance est représenté par la fonction $T(\delta)$, où δ correspond au décalage latéral. On peut démontrer que $T(\delta)$ est la transformée de Hankel de $F^2(q)$, (toujours en faisant l'hypothèse de petits angles), Dès lors, le rayon du mode guidé w est donné par:

$$w^2 = -2 \left. \frac{T(\delta)}{\left[\frac{d^2 T}{d\delta^2} \right]} \right|_{\delta=0}$$

Ouverture variable: la puissance transmise au travers d'une ouverture variable de rayon R à une distance d dans le champ lointain et centré par rapport à l'axe de la fibre est donnée par l'expression:

$$A(R) = 2\pi \int_0^R F^2(R) R dR$$

En normalisant $A(R)$, on obtient:

$$A'(R) = 1 - \frac{A(R)}{A(\infty)}$$

En intégrant par partie l'expression ci-dessus, et en faisant l'hypothèse des petits angles:

$$\frac{R}{d} = \tan(\theta) \approx \sin(\theta) = \lambda q$$

on obtient une expression pour le rayon du mode guidé $w = 1/\pi W$:

$$W^2 = 4 \int_0^\infty A(R) q dq$$

où, $\frac{R}{d} = \tan(\theta)$

Lame de rasoir: la puissance transmise lorsqu'une lame de rasoir est insérée dans un plan orthogonal à l'axe de la fibre et situé à une distance d de celle-ci, est reliée à la distribution de puissance dans le champ lointain par une transformée d'Abel. En particulier, la dérivée de la puissance transmise en fonction de la position x de la lame de rasoir, $K'(x)$ vaut:

$$K'(x) = \int_x^\infty \frac{F^2(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}$$

Or, comme l'autocorrélation du champ proche correspond à la transformée de Hankel de la distribution de puissance dans le champ lointain F^2 , il apparaît que l'autocorrélation est équivalente à la transformée de Fourier de la transformée de Abel de F^2 , ou plus simplement de la transformée de Fourier de K' . Ainsi en se référant à l'expression établie pour le décalage latéral, et en faisant l'approximation que les angles restent petits: $x/d = \tan(\theta) \approx \sin(\theta) = \lambda q$, on obtient:

$$W^2 = 2 \frac{\int_0^\infty K'(x) q^2 dq}{\int_0^\infty K'(x) dq}$$

Références

- [1] W.T. Anderson, "Consistency of measurement methods for the mode field radius in a single-mode fiber", IEEE J, Lightwave Technol., Vol. LT-2, p. 191, 1984.
- [2] W.T. Anderson, V. Shah, L Curtis, A.J. Johnson and J.P. Kilmer, "Mode-field diameter Measurements for single-mode fibers with non-gaussian field profiles", IEEE J, Lightwave Technol., Vol. LT-5, p. 211, 1987.

Annexes

Marc Niklès

Av. de Collonges 23

1004 Lausanne

Tél. (021) 647.98.22

Né le 28 mars 1966 à Neuchâtel

Célibataire

Nationalité suisse

* * *

EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

1992 - aujourd'hui

ASSISTANT-DOCTORANT au Laboratoire de Métrologie de l'EPFL.

THESE: "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués"

ACTIVITES ET REALISATIONS:

- **Scientifique:** Développement d'un nouveau système de mesure des caractéristiques de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques. Conception d'un capteur distribué de température et de contraintes à fibre optique utilisant une configuration nouvelle (brevet).

Les performances et la fiabilité de ce système ont conduit à la réalisation d'un prototype industriel.

- **Enseignement:** Supervision de nombreux travaux de diplôme (5) et de semestre (4).

- **Informatique:** Ingénieur système du laboratoire entre 1992 et 1994, mise en place d'un réseau local comprenant une dizaine de stations UNIX autour d'un serveur central.

1989 - 1992

ASSISTANT au Laboratoire de Métrologie de l'EPFL.

- **Scientifique:** projet CERS sur la caractérisation des composants de l'optique guidée et leurs applications au traitement optique de l'information.

- **Enseignement:** Supervision de travaux de semestres (3).

Rédaction du polycopié du cours "Modulation optique", donné par le Dr. Luc Thévenaz, au département d'Electricité.

juillet 1987 - septembre 1987

PROJET DE CONSTRUCTION: Réalisation de l'entraînement du quantième et des phases de la lune d'une montre mécanique pour le bureau d'ingénieurs-conseils horlogers Rey, La Chaux-de-Fonds.

FORMATION

1981 - 1984

Maturité fédérale de type C (scientifique)
Gymnase Cantonal de Neuchâtel

1984 - 1989

Diplôme d'ingénieur en microtechnique
EPFL, Lausanne

1989

Cours postgrade en Electrical Engineering
California State University Fullerton, U.S.A.

DIVERS

LANGUES

Français, langue maternelle
Anglais, bon niveau de compréhension, de conversation et d'écrit
(nombreux séjours aux U.S.A.).
Allemand, connaissances scolaires.

PUBLICATIONS

Auteur et coauteur de 18 publications en anglais et d'un brevet
d'inventeur.

INFORMATIQUE

Pascal, Basic, logiciel mathématique "MATLAB", logiciel de
développement "HP VEE TEST", Microsoft office.

Ingénieur système UNIX (stations HP).

ASSOCIATION

Membre de l'Optical Society of America (OSA).

MILITAIRE

Libéré des obligations militaires.

SPORTS

Tennis (plusieurs années de compétition et d'enseignement), ski,
vélo de montagne, course à pied.

HOBBIES

Musique (guitariste et leader d'un groupe), voyages, restauration de
meubles anciens, gastronomie.

REFERENCES

Disponibles sur demande.

Publications

- [1] L. Thevenaz, M. Niklès, J.-P. Pellaux, Desormière, Ph. Robert, J.-P. Von der Weid, "Analyse des signaux optiques à très haute fréquence à l'aide d'un modulateur à onde guidée en LiNbO₃", Recueil des comm. des 11e Journées Nationales d'Optique Guidée, Grenoble, pp. 123-125, 1990
- [2] J.-P. von der Weid, M. Niklès, L. Thévenaz, J.-P. Pellaux, Ph. Robert, "Simple Techniques for Bandwidth Measurements of Optical Guided-Wave Modulators", 11th European Conf. on Optical Comm. ECOC'91, Paris, part II, pp 533-536, Sept. 9-11., 1991
- [3] L. Thevenaz, M. Niklès, Ph. Robert, "Polarization effects in a single mode optical transmission link", AGEN- Mitteilungen, No 54, pp 5-9, Nov. 1991
- [4] J.-P von der Weid, M. Niklès, L.Thevenaz, Ph. Robert, J.-P. Pellaux, "Optical sampling with fast electro-optic modulators", SBMO 91 International Microwave Conference, Rio de Janeiro, July 22-25, 1991, Session 01: Optical Metrology, paper 01.2, 1991
- [5] L. Thevenaz, M. Niklès, N. Gisin, Ph. Robert, "Overall Polarization Dispersion after Propagation through Different Fibers", Proceedings of the European Fiber Optic Communication Conference (EFOC/LAN) 1991, London june 19-21, 1991, pp 156-158, 1991
- [6] M. Niklès, L. Thévenaz, Ph. Robert, "Techniques for Bandwidth Measurement of Optical Guided-Wave Modulators", AGEN-Mitteilungen, Nr 55, pp 55-60, June. 1992
- [7] L. Thévenaz, M. Niklès, Ph. Robert, "Interferometric Loop Method for Polarization Dispersion Measurements", Technical Digest of the Symposium on Optical Fiber Measurements, Boulder, Colorado, Sept 15-17, 1992, NIST special publication 839, pp. 151-154., 1992.
- [8] M. Niklès, L. Thévenaz, Ph. Robert, "Brillouin Gain Spectrum Measurement using a Single Laser Source," Nonlinear Guided-Wave Phenomena, 3rd Topical Meeting, Cambridge UK 19-22 sept. 1993, pp 92-95, 1993.
- [9] M. Niklès, L. Thévenaz, Ph. Robert, "Distributed Brillouin Gain Spectrum Measurement in Optical Fibers Using a Single Laser Source", Technical Digest of the Optical Fiber Communication Conference OFC'94, Feb. 20-25 1994. San Jose, California ,USA., Vol 4, pp 89-90, 1994.
- [10] L. Thévenaz, M. Niklès, J. Boschung, Ph. Robert, "High-accuracy Brillouin Gain Spectrum Measurements of Single-Mode Fibers and Relation with Fibers Parameters", European COST Workshop 94: Optical Telecommunications, Nice, April 17 - 21 1994 , pp. 295-298, 1994.
- [11] L. Thévenaz, M. Niklès, Ph. Robert, "High-Accuracy Brillouin Gain Spectrum Measurements of Single-Mode Fibers" Technical Digest of the Symposium on Optical Fiber Measurements, Boulder Colorado, Sept 13-15 1994, NIST special publication 839, pp.211-214, 1994.
- [12] L. Thévenaz, M. Niklès, J. Boschung, Ph. Robert, "Applications de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes", Exposé invité du 62e Congrès de l'Association Canadienne-Française pour l'Avancement des Sciences: Optique Guidée et Photonique 3, Montréal, 18-19 mai 1994 Recueil des communications du Colloque: Optique Guidée et Photonique 3, pp. 59-69 1994.

- [13] M. Niklès, L. Thévenaz, Ph. Robert, "Simple Distributed Temperature Sensor based on Brillouin Gain Spectrum Analysis", Proceedings of the 10th. Optical fiber sensors conference (OFS'94), Glasgow, Scotland, 11-13 oct 1994, pp. 138-141, 1994.
- [14] M. Niklès, L. Thévenaz, Ph. Robert, J.-P. von der Weid, "Optical sampling using wideband electrooptic modulators", Optical Engineering, vol. 34, No.7, pp 2078-2083, 1995.
- [15] M. Niklès, Ch. Gabioud, L. Thévenaz, Ph. Robert, "Highly Accurate Measurement of Temperature and Strain-dependence of Brillouin Gain in Single-mode Fibres", 3rd Optical Fiber Measurement Conference (OFMC '95), Liège, Belgique, 25-26 septembre 1995, paper VII.2, 1995.
- [16] M. Niklès, L. Thévenaz, Ph. Robert, "Simple Distributed Fiber Sensor based on Brillouin Gain Spectrum Analysis", Optics Lett., vol. 21, no 10, pp. 758-760, 1996.
- [17] M. Niklès, L. Thévenaz, P. Salina, Ph. A. Robert, "Local Analysis of Stimulated Brillouin Interaction in Installed Fiber Optics Cables", Technical Digest of the Symposium on Optical Fiber Measurements, Boulder Colorado, October 1-3, 1996, NIST Special Publication 905, pp. 111 - 114, 1996.
- [18] M. Niklès, L. Thévenaz, Ph. A. Robert, "Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers", à paraître dans IEEE J. of Lightwave Technol.,

Brevet

M. Niklès, L. Thévenaz, "Procédé de mesure de la diffusion Brillouin dans une fibre optique et dispositif de mise en oeuvre de ce procédé". Brevet n°9311700 France.