Universite des Sciences et Technologies de Lille

THESE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'université

Présentée par

François MIHELIC

DIFFUSION BRILLOUIN STIMULEE DANS LES FIBRES OPTIQUES : AMPLIFICATION BRILLOUIN LARGE BANDE ET LASER BRILLOUIN

Remerciements

Ce travail de thèse s'est effectué dans le cadre d'un contrat CIFRE et est le fruit d'un partenariat entre la société **OSYRIS** et le laboratoire du **PHLAM** de l'université de Lille 1. Je tiens à remercier George Wlodarczak et Jaouad Zemmouri respectivement directeur de laboratoire **PHLAM** et PDG de la société **OSYRIS** de m'avoir accueilli au sein de leurs laboratoires.

OSYRIS, société de hautes technologies spécialisée dans le domaine du laser est une entreprise qui a pour stratégie de développer une importante activité de recherche. Je tiens à la féliciter et à lui souhaiter de nombreux contrats pour l'avenir.

Je tiens à exprimer ma grande gratitude à Messieurs X et Y, rapporteurs de ce travail, pour leur lecture attentive. Je présente également mes remerciements à Messieurs X et Y, membres du jury, pour leurs commentaires et questions.

Mes pensées vont tout spécialement aux personnes qui m'ont encadré, qui ont donné leurs temps, leur patience et leur énergie pour m'accompagner durant toute cette période. Je remercie Pascal Szriftgiser, Chargé de Recherche CNRS, pour son sens physique et la rigueur scientifique dans la conception et la réalisation des manipes, mais aussi pour sa disponibilité et son enthousiasme. Je remercie Jaouad Zemmouri, Président directeur général de la société OSYRIS et Professeur qui a toujours su se montrer disponible malgré son emploi du temps de ministre et dont les points de vus se sont révélés très éclairant tout au long de ma thèse. J'espère qu'ils ont ressenti que j'ai pris plaisir à travailler avec eux.

Les expériences présentées dans cette thèse sont le fruit d'un travail d'équipe auquel à largement participé Denis Bacquet. Je le remercie pour son travail et pour ses qualités humaines.

Je remercie Michel Gamot ainsi que tout l'atelier d'électronique pour leur aide efficace et leur disponibilité.

Je remercie les membres du laboratoire et d'OSYRIS.

Je remercie les membres de l'équipe photonique

Je remercie les anciens « thésards ».

Je remercie Thierry pour sa bonne humeur.

Un clin d'œil particulier à Nicolas, un ami qui m'a accompagné tout au long de cette aventure.

Je remercie ma petite Perrine qui a réussie à me supporter pendant ces longues années de colocation.

A mes parents

Sommaire

ntroduction13

Introduction	
I. Diffusion spontanée par un milieu transparent	22
II. Diffusion Brillouin	24
1. Diffusion Brillouin spontanée	24
2. Diffusion Brillouin spontanée dans les fibres :	
3. Mécanisme de diffusion Brillouin stimulée dans les fibres	
III. Modélisation de l'interaction Brillouin	

REFERENCES:	 5

Introduction	
I. Modèle et discussion	
II. Dispositif expérimental	
III. L'amplificateur Brillouin : diverses mesures	51
1. Première approche et mesure de gain	51
2. Mesure de la zone de gain Brillouin	
3. Influence de la puissance de pompe sur le gain	
IV. Transfert d'énergie du générateur vers la sonde	
1. Mesure optique en régime saturé	
2. Qualités de la mesure optique et de la mesure micro-onde.	59
3. Transfert d'énergie du générateur vers la sonde	61

4.	Transfert d'énergie du générateur vers la sonde en fonction d	e la puissance de
son	nde	
5.	Linéarité de l'amplificateur Brillouin	64
Conc	lusion	67

69
(

Introduction	73
I. Passage en pompe large : discussion	76
II. Réalisation d'une pompe spectralement large	77
1. Cahier des charges	78
2. Choix de la technologie employée pour réaliser la pompe : avantage	s et
inconvénients	78
3. Source large réalisée à partir d'un amplificateur Erbium	79
III. Le dispositif expérimental	82
IV. Premiers résultats expérimentaux : générateur et amplificateur Brillouin la	arge
bande. Discussion	86
V. Dynamique de l'amplificateur	91
VI. Vers une augmentation du gain : influence de la puissance de pompe et d	le la
longueur de fibre	94
VII. Influence de la polarisation	96
VIII. Interactions à longues portées	98
X. Bruit de l'amplificateur	104
XI. Amplification Brillouin « extra-large » bande	110
1. Etude de l'amplificateur 10 GHz :	110
2. Etude de l'amplificateur 33 GHz	112
Conclusion	114

FERENCES:

Chapitre 4 : Lasers Brilloui	ı121
------------------------------	------

Introduction :
I. Présentation
1. Considération sur la dynamique des LBF126
2. Puissance seuil d'un LBF127
3. Cohérence et affinement spectral : 129
4. Différentes configurations de LBF131
II. Cavité de type Fabry-Pérot avec miroir à boucle non linéaire
1. Présentation
2. Présentation de la boucle non linéaire142
3. Présentation de la cavité laser utilisant un miroir à boucle non linéaire : 144
4. Cavités réalisées avec de grandes longueurs de fibre :
5. Cavités réalisées avec de courtes longueurs de fibre152
III. Cavité avec circulateur : 167
1. Description générale du dispositif :168
2. Difficultés liées au montage169
3. Les avantages de la configuration en anneau utilisant un circulateur : 170
4. Caractérisation du LBF :171
5. Application du LBF à la caractérisation spectrale de laser : Métrologie 175
Conclusion

REFERENCES :

1
1

Introduction

Parmi tous les effets non-linéaires inhérents à la propagation de la lumière dans les fibres optiques monomode, 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 dans la fibre est transférée dans l'onde Stokes. Lors de sa génération, l'onde Stokes subit un décalage de fréquence, appelé par extension décalage Brillouin, qui est directement proportionel 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 11 GHz dans les fibres optiques standards et pour un laser de pompe émettant autour de 1550 nm.

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. D'un autre coté, l'effet Brillouin peut avantageusement être utilisé pour nombre d'application. La spectroscopie Brillouin par exemple apporte une méthode non destructive pour la caractérisation de fibre. Une mesure précise du spectre de gain de Brillouin permet une identification de la composition du matériau et de sa densité. Les caractéristiques spectrales de la lumière diffusée véhiculent ainsi des informations sur les grandeurs ambiantes, telles que la température ou la présence de contraintes. Cette propriété confère à la DBS une potentialité élevée pour la réalisation de capteurs à fibres optiques. L'étroitesse de la bande de gain Brillouin est également exploitée pour réaliser des filtres ajustables en longueur d'onde dans les systèmes WDM. Ces filtres trouvent également des applications dans le domaine des communications micro-ondes par fibre. Néanmoins sa faible bande passante restreint son usage en particulier dans le domaine des télécommunications qui nécessitent des bandes passantes de plusieurs dizaines de GHz. Ainsi de nombreuses études ont porté sur la possibilité d'accroitre la largeur de la zone de gain Brillouin par exemple en jouant sur les inhomogénéités de la fibre.

Par ailleurs, une émission laser peut être obtenue en appliquant à l'amplificateur Brillouin une boucle de rétroaction. Le schéma de principe est identique à celui d'un laser classique, où un milieu amplificateur est aussi inséré dans une cavité optique. Par contre le mécanisme permettant l'obtention du gain diffère. Un intérêt majeur des lasers Brillouin réside dans l'amélioration de la qualité spectrale du rayonnement au cours de la conversion pompe/Stokes, on parle d'affinement spectral. Nombres d'expériences ont en effet montré que la largeur spectrale du laser Brillouin pouvait être de plusieurs ordres de grandeurs inférieures à celle du laser de pompe Cette propriété est couramment utilisée dans des systèmes tels les gyroscopes ou les capteurs de contrainte et de température. Les lasers Brillouin peuvent théoriquement atteindre des largeurs spectrales du même ordre de grandeur que la largeur ultime typique des lasers à gaz ou a solide. Ces sources lasers très cohérentes et faibles bruits sont essentielles pour bon nombre d'applications, en particulier pour les communications en optique cohérente, la détection Ladar, les capteurs interférométriques et la génération de signaux micro-onde.

Dans le cadre de ce travail de thèse trois études seront exposées. La première traite de la capacité de l'amplification Brillouin à conserver l'information contenue dans le signal amplifié. La seconde s'attache à la réalisation d'un amplificateur Brillouin possédant une large bande passante. Enfin la dernière porte sur la réalisation de lasers Brillouin de très grande cohérence.

L'objet du premier chapitre est de rappeler quelques notions de base sur la diffusion Brillouin. Les principales étapes menant au modèle cohérent à trois ondes qui gouverne l'interaction Brillouin sont présentées. Enfin la validité du modèle d'intensité dérivant du modèle à trois ondes est discutée.

Le second chapitre est consacré à l'étude de l'amplificateur Brillouin et plus particulièrement de ces propriétés spectrales. Le générateur et l'amplificateur Brillouin sont caractérisés aux travers de mesures expérimentales de gain, de linéarité et de bande passante. Une étude expérimentale de la transition entre le générateur et l'amplificateur Brillouin dans un régime de saturation est effectuée. Elle met en évidence le transfert de l'énergie du générateur vers la sonde amplifiée. Nous avons prouvé que même dans un régime où un générateur est puissant, les qualités spectrales de la sonde amplifiée sont préservées quand la résonance est atteinte. Le dispositif mis en place permet également une mesure fine de la dynamique de l'amplificateur et révèle des plages de linéarité très importantes.

Les qualités de l'amplificateur Brillouin nous amène dans une troisième partie à tenter d'augmenter sa bande passante. Ainsi sans avoir pour objectif de concurrencer les amplificateurs déjà validés tels que les amplificateurs Raman ou Erbium, l'amplificateur Brillouin large bande pourrait se poser en alternative possible dans des cas spécifiques par exemple dans le domaine des télécommunications. Nous explorons la possibilité de travailler avec une pompe spectralement large et démontrons pour la première fois à notre connaissance un élargissement spectral dépassant 10 GHz par l'application d'une pompe originellement large. L'amplificateur est ensuite caractérisé et ses qualités sont discutées.

Nombres de lasers Brillouin de grande cohérence rapporté dans la littérature présentent l'inconvénient de devoir asservir la fréquence de l'onde de pompe sur un des modes de la cavité. Cette contrainte oblige à la mise en place d'une boucle de rétroaction rapide et à travailler avec des lasers de pompe très fin spectralement. Afin de circonvenir à ces difficultés, plusieurs configurations ont été proposées mais soulèvent d'autres problèmes. L'objectif assigné du chapitre 4 est la conception d'un laser Brillouin de configuration simple, sans résonance sur la pompe et qui puisse être injecté par un laser commercial classique, en particulier par une diode DFB. Pour cela deux configurations sont proposées. La première est une cavité de type Fabry-Pérot utilisant un miroir à boucle non linéaire qui réjecte le faisceau de pompe hors de la cavité. Cette configuration se révèle prometteuse mais des problèmes subsistent et nous nous tournerons vers une seconde configuration en anneau munie d'un élément unidirectionnel. Nous démontrons un laser monomode, d'une largeur spectrale inférieure au kHz, stable en fréquence et en intensité et dont le seuil est accessible par des diodes DFB commerciale. Enfin, le montage est compact, robuste et le coût de revient relativement faible.

Différentes manières d'employées la cavité Brillouin conçue sont envisageables et pour chacune, les qualités de la configuration laser en anneau seront discutées. Tout d'abord le laser peut être utilisé en tant que tel pour ces propriétés. La cavité peut également être utilisée séparément, c'est-à-dire sans pompe attribuée, pour des applications d'affinement spectral ou de filtrage. Enfin, l'applications du dispositif à la caractérisation spectrale de lasers cohérents est démontrée et discutée. Cette application de la cavité réalisée exploite les propriétés naturelles de décalage et d'affinement des lasers Brillouin et peut potentiellement déboucher sur une nouvelle instrumentation pour la caractérisation de sources fibrées.

Chapitre 1 :

Généralités sur l'effet Brillouin dans les fibres optiques

Introduction

Parmi les diverses sources de diffusion figure la diffusion Brillouin spontanée, qui résulte de l'interaction entre la lumière et les ondes acoustiques d'origine thermique se propageant dans le milieu. A partir d'une certaine intensité lumineuse, l'interférence entre la lumière incidente et la fraction de lumière ainsi rétrodiffusée, appelé onde Stokes, est capable par le biais de l'électrostriction de générer une onde acoustique, qui à son tour diffuse la lumière incidente et renforce l'intensité de la lumière rétrodiffusée, on parle alors de processus de diffusion Brillouin stimulée (DBS). La mise en équation de la DBS montre que le transfert d'énergie de l'onde incidente à l'onde Stokes est formellement équivalent à un gain optique et permet donc d'obtenir un amplificateur optique ou une émission laser. Dans le cas des fibres optiques, les caractéristiques spectrales de ce gain Brillouin dépendent non seulement du type de fibre utilisé, mais aussi de la température et des contraintes qui lui sont appliquées.

L'objet de ce chapitre est de rappeler quelques notions sur la diffusion Brillouin. Dans un premier temps, la diffusion d'une onde dans les milieux transparents est évoquée et les différents processus de diffusion sont mentionnés. L'application des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement nous permet d'établir le décalage en fréquence entre l'onde de pompe et l'onde stokes. Nous détaillons ensuite le cas particulier des fibres optiques. Les mécanismes de la diffusion Brillouin spontanée puis stimulée sont décrits et un certain nombre d'ordres de grandeur sont précisés.

Dans un deuxième temps, à partir de l'équation d'évolution de l'onde matérielle et des équations de Maxwell, les étapes principales menant au modèle cohérent à trois ondes qui gouverne l'interaction Brillouin sont présentées. Ce modèle décrit sous la forme de 3 équations couplées l'interaction Brillouin. Enfin la validité du modèle d'intensité dérivant du modèle à trois ondes est discutée.

I. Diffusion spontanée par un milieu transparent

Lorsqu'une lumière monochromatique se propage dans un milieu moléculaire, une fraction de celle-ci est déviée de sa trajectoire rectiligne pour être diffusée (Figure 1-1). Une onde monochromatique de fréquence v_0 est ainsi dispersée en une infinité d'ondes de fréquence v partant dans toutes les directions y compris vers l'arrière. Dans ce dernier cas on parle de rétrodiffusion.



Figure 1-1 : Diffusion de la lumière

Ce sont les inhomogénéités de l'indice de réfraction du milieu qui sont responsables de la diffusion, mais les processus physiques à la base du phénomène diffèrent suivant le type de diffusion :

- La diffusion Rayleigh est engendrée par des fluctuations de densité du milieu, on parle de fluctuation d'entropie. Les centres diffuseurs étant fixes, il n'y a en moyenne pas de décalage en fréquence entre la lumière incidente et lumière diffusée. Par contre on observe un élargissement du spectre : on parle de diffusion quasi-élastique
- La diffusion Rayleigh d'aile est causée par les fluctuations d'orientation des molécules.
 Ici encore, il n'y a pas de décalage en fréquence la lumière diffusée qui n'est en moyenne pas décalée en fréquence. Par contre l'élargissement spectral est très important car la réorientation des molécules dans un milieu dense est rapide.

- La diffusion Raman est due à l'interaction de la lumière avec les modes de vibration des molécules composant le milieu, chaque molécule vibrant de manières indépendantes par rapport aux autres. On parle d'onde stokes lorsque l'onde est décalée vers les basses fréquences et d'onde anti-stokes vers les hautes fréquences. La lumière diffusée est décalée spectralement de plusieurs dizaines de THz et la largeur spectrale (qui est inversement proportionnelle au temps de désexcitation des molécules) est de l'ordre du THz.
- Enfin la diffusion Brillouin est due aux ondes acoustiques qui se propagent dans le milieu et provoquent des variations d'indice [Brillouin, 1922]. Si le décalage en fréquence et la largeur sont beaucoup plus faibles que pour la diffusion Raman, l'efficacité est supérieure par 2 ordres de grandeur [Agrawal, 2001].

La Figure1-2) représente le spectre de diffusion lorsqu'un faisceau monochromatique de fréquence v_0 traverse un milieu moléculaire transparent



Figure 1-2: Spectre de diffusion lorsqu'un faisceau monochromatique de fréquence v_0 traverse un milieu moléculaire transparent

II. Diffusion Brillouin

1. Diffusion Brillouin spontanée

On se représente classiquement la diffusion Brillouin de la manière suivante : sous l'effet de la température, les molécules du milieu diffusant effectuent de petits déplacements autour de leur position d'équilibre. Le couplage de ces vibrations crée des ondes acoustiques se propageant en tous sens dans le milieu. La présence d'une onde acoustique modifie la pression, c'est-à-dire la densité dans ce milieu, ce qui provoque des variations de l'indice optique dans le milieu. C'est la diffraction de l'onde incidente sur ces réseaux d'indice qui donne naissance à une onde diffusée.

Les variations de l'indice optique peuvent être vu en terme de réseaux se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique. L'onde diffusée sur les réseaux est par effet Doppler décalée en fréquence. Si le décalage se fait vers le rouge on parle d'onde stokes, et dans le cas contraire d'onde anti-stokes (Figure 1-3).



Figure 1-3 : Diffusion Brillouin

Une approche quantique de la diffusion Brillouin complète cette description classique. On l'interprète alors comme l'interaction entre un photon de pompe (v_p, \vec{k}_p) , un photon stokes (v_s, \vec{k}_s) (ou anti-stokes) et un phonon acoustique (v_a, \vec{k}_a) . Dans le cas stokes, il y a création d'un phonon acoustique alors que dans le cas anti-stokes il y a annihilation d'un phonon. Le réservoir de phonon étant limité, la diffusion anti-stokes est peu efficace et nous la négligerons par la suite.

La diffusion Brillouin est donc un mélange à 3 ondes qui doit vérifier les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement :

$$v_s = v_p - v_a \tag{1-1}$$

$$\vec{k}_s = \vec{k}_p + \vec{k}_a$$
 1-2

De plus chacune des ondes doit vérifier les relations de dispersion :

$$k_{a} = \frac{2\Pi v_{a}}{c_{a}}, k_{p} = \frac{2\Pi n v_{p}}{c}, k_{s} = \frac{2\Pi n v_{s}}{c}$$
1-3

Où c_a est la vitesse de l'onde acoustique et *n* l'indice de réfraction du milieu. Pour un angle de diffusion θ , la relation entre les vecteurs d'onde s'écrit :

$$k_a^2 = k_p^2 + k_s^2 - 2k_p k_s \cos \theta$$
 1-4

Grâce aux relations de dispersion et en posant $k_p \approx k_s$, on en déduit la fréquence de l'onde acoustique qui n'est autre que le décalage Brillouin entre l'onde pompe et l'onde stokes [Boyd, 1992] :

$$v_a \approx 2v_p \frac{nc_a}{c} \sin \frac{\theta}{2}$$
 1-5

La pompe interagit donc uniquement avec les phonons d'une unique classe de fréquence pour chaque direction de diffusion. Ainsi comme nous le verrons dans la partie suivante, dans le cas des fibres optiques, la direction de propagation étant imposée, la diffusion est limitée à une classe de fréquence.

2. Diffusion Brillouin spontanée dans les fibres :

Dans la fibre optique, la propagation des ondes s'effectuant dans une structure guidante, la diffusion Brillouin n'apparait que dans la direction de propagation de l'onde de pompe. (Figure 1-4). Les conditions de conservation, via l'équation (1-5), fixe alors la fréquence de l'onde stokes. Dans ce cas le décalage Brillouin, entre la pompe et l'onde stokes est maximum :

$$v_B = v_a \approx 2v_p \frac{nc_a}{c}$$
 1-6

Il est à noter que pour une longueur d'onde de pompe donnée, le décalage Brillouin dépend finement des caractéristiques du matériau mais également des conditions de pression et de température auxquelles est soumise la fibre. Cet effet a d'ailleurs été mis à profit pour réaliser des capteurs distribués en température [Kurashima, 1990] ou en pression [Bao, 1994] [Horiguchi, 1990].



Figure 1-4 : Représentation des vecteurs d'onde lors d'un processus de diffusion Stokes dans une fibre optique ($\theta = \pi$).

L'onde stokes possède une largeur spectrale due à l'amortissement des ondes acoustiques dans la fibre (Figure 1-5). Cette largeur que l'on nomme bande de diffusion est homogène [Stepien, 2002-a] et peut être reliée au temps de vie des photons dans la cavité τ_a . Si on note Δv_B la largeur à mi-hauteur :

$$\Delta v_B = \frac{1}{\pi \tau_a}$$
 1-7

Le temps de vie des phonons est de l'ordre de 10 ns. Connaissant la vitesse des ondes acoustiques c_a (6000m/s), la distance parcourue par les ondes acoustiques avant d'être complètement atténuées est de l'ordre de quelques dizaines de micromètre.



Figure 1-5 : Diffusion Brillouin dans une fibre. La longueur d'onde de pompe est de 1550 nm.

Quelques ordres de grandeur typiques de la diffusion Brillouin dans une fibre monomode (SMF28) pour une pompe monochromatique de longueur d'onde 1550 nm sont résumés dans le

Tableau 1 :

Décalage Brillouin [Agrawal, 2001]	${\cal V}_B$	11 GHz
Largeur spectrale de la zone Brillouin [Nickles, 1997]	$\Delta {m u}_{\scriptscriptstyle B}$	20 MHz
Vitesse des ondes acoustiques [Agrawal, 2001]	ca	6000m/s
Indice du verre	n	1,45

Tableau 1 : Quelques ordres de grandeurs

Ce processus de diffusion dit spontané reste très faible, seule une petite partie de l'énergie de pompe est rétrodiffusée. Il est pourtant fondamentale car il amorce la diffusion Brillouin stimulé que nous allons maintenant détailler et qui est une exaltation de ce phénomène.

3. Mécanisme de diffusion Brillouin stimulée dans les fibres

Dans la fibre optique, le confinement des champs a pour effet d'augmenter considérablement la densité d'énergie optique. Lorsque le faisceau de pompe devient suffisamment intense, les variations d'indice du milieu sont produites par le rayonnement lumineux lui-même via le phénomène d'électrostriction et la diffusion devient stimulée.



Figure 1-6 : L'interaction de l'onde de pompe avec l'onde Stokes donnant lieu à un battement à la fréquence de l'onde acoustique. Une onde de matière à la fréquence du battement est générée grâce à l'électrostriction.

L'électrostriction est une propriété de tous les diélectriques et donc en particulier de la silice. Sous l'effet d'un champ électrique, les molécules se polarisent et migrent vers les zones où le champ est le plus fort ce qui a tendance à comprimer la matière et augmenter l'indice de réfraction de ces zones (Figure 1-6). Ce phénomène se retrouve par exemple à la base de l'effet Kerr optique.

Quand l'intensité de la pompe devient importante l'interaction des ondes pompe et stokes via l'électrostriction induit des ondes acoustiques de fréquence v_B qui provoquent en

retour une diffusion encore plus importante de la pompe. Ce processus en boucle est appelé diffusion Brillouin stimulée (DBS) (Figure 1-7). Contrairement à la diffusion Brillouin spontanée qui ne rétrodiffuse qu'une très faible partie de l'énergie de pompe, la DBS peut la dépléter de plusieurs dizaines de pourcents au profit de l'onde stokes [Stepien, 2002-b].



Figure 1-7 : Processus de diffusion Brillouin stimulée.

Dans le régime DBS la fibre peut être vue comme un milieu à gain qui amplifie l'onde stokes tout au long de son parcours. Les conditions aux bords du milieu amplificateur fixent les conditions de fonctionnement : générateur, amplificateur ou encore Laser.

Générateur : Seule la pompe est injectée dans la fibre et l'onde stokes est amorcée par le phénomène de diffusion Brillouin spontanée, c'est-à-dire par du bruit thermique. Le générateur est par conséquent intrinsèquement bruyant [Stepien-2002-a].

Amplificateur : On se place alors dans un système de type pompe - sonde. La pompe est injectée d'un coté de la fibre et un petit signal est introduit à l'autre l'extrémité. Si sa fréquence satisfait aux conditions de résonance Brillouin alors la sonde est amplifiée. La limite en gain apparait lorsque la pompe est très fortement déplétée [Olsson-1987].

Laser : Une émission laser est obtenue à aide d'une rétroaction. Le schéma de principe est identique à celui d'un laser classique, où un milieu amplificateur est aussi inséré dans une cavité optique. Par contre les mécanismes permettant l'obtention du gain diffèrent [Smith-1991].

III. Modélisation de l'interaction Brillouin

Le modèle classiquement utilisé pour décrire l'effet Brillouin est le modèle cohérent à 3 ondes. Il décrit, sous la forme de 3 équations couplées, l'interaction entre l'onde stokes, l'onde pompe et l'onde acoustique. Le but de ce paragraphe est de présenter le modèle cohérent à 3 ondes plus que de l'établir en détails [Randoux, 1995]. Nous exposerons les principales étapes menant ce modèle à partir de l'équation d'évolution de l'onde matérielle et des équations de Maxwell.

Le modèle présenté ne tient pas compte de l'atténuation dans la fibre. Dans une fibre standard SMF28, les pertes sont de 0,2 dB/km soit un peu moins de 5%/km et peuvent généralement être négligées. Néanmoins, lorsque plusieurs km de fibre sont utilisés, un terme d'amortissement sera ajouté phénoménologiquement dans les modèles d'équation simplifiés. Le modèle décrit ne tient également pas compte des problèmes de dispersion de polarisation dans la fibre et de leurs influences sur l'interaction des ondes de pompe [Park, 1987] [Deventer, 1994] [Nickles, 1996]. Les directions de polarisation des champs de pompe et de sonde sont considérées parallèles et fixes, ce qui est valable si le milieu amplificateur est une fibre à maintient de polarisation MP et si la pompe et la sonde rectilignement polarisées sont introduite suivant un axes de biréfringence de la fibre. Outre une simplification du problème, cela permet de travailler avec des grandeurs scalaires pour les champs. Dans le cas d'une fibre standard, l'angle de la polarisation de l'onde stokes et de l'onde de pompe varie aléatoirement. Le coefficient de gain Brillouin doit alors être réduit par un facteur 1,5 [Deverter, 1994].



Figure 1-8 : Représentation schématique de l'interaction Brillouin dans une fibre optique

Les champs sont considérés comme des ondes monochromatiques unidimensionnelles et sont décrits sous la forme d'une porteuse de fréquence rapide et d'une enveloppe lentement variable comme le montre la figure (1-8). Ainsi les champs stokes E_s et pompe E_p sont respectivement associés aux enveloppes A_s , A_p . De même pour l'onde acoustique, la densité ρ est associée à l'enveloppe B :

$$E_{s}(z,t) = \frac{1}{2} (A_{s}(z,t)e^{i(w_{s}t+k_{s}z)} + CC)$$
1-8

$$E_{p}(z,t) = \frac{1}{2} (A_{p}(z,t)e^{i(w_{p}t+k_{p}z)} + CC)$$
 1-9

$$\rho(z,t) = \rho_0 + \rho'(z,t) = \rho_0 + \frac{1}{2}(B(z,t)e^{i(w_a t + k_a z)} + CC)$$
 1-10

Où ρ_0 est la densité de matière du milieu non perturbé.

Nous établirons l'équation d'évolution de l'onde matérielle en partant de l'équation de Navier-Stokes, puis l'équation d'évolution des champs à partir des équations de Maxwell. Une fois ces équations établies l'expression des champs établie ce dessus est introduite dans les équations pour obtenir le modèle cohérent.

Equation d'évolution de l'onde matérielle

Si les variations de densité de matière sont considérées comme faibles en amplitude, alors l'équation d'évolution de l'onde acoustique est décrite par l'équation linéaire de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \Gamma' \frac{\partial^3 \rho'}{\partial t \partial^2 z} - c_s^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2} = -\frac{\rho_0 \varepsilon_0}{2} (\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho})_T \frac{\partial^2 E^2}{\partial z^2} + f(z, t)$$
1-11

Où ε_0 et ε sont respectivement la permittivité diélectrique dans le vide et dans la matière et *E* le champ électromagnétique total :

$$E(z,t) = E_s(z,t) + E_p(z,t)$$
 1-12

Γ' est un terme d'amortissement de l'onde acoustique dans la fibre et dépendant principalement de la viscosité du cœur de la fibre. Il est inversement proportionnel au temps de vie des phonons dans la fibre : $τ_{phonon} \approx 10ns$. Le terme de droite de l'équation possède deux composantes plus ou moins importantes suivant les régimes de diffusion Brillouin. Le premier est proportionnel au champ électromagnétique présent localement dans la fibre et a pour origine l'électrostriction, c'est le terme dominant dans la DBS. Le second est un terme de bruit introduit de manière phénoménologique, il est seul responsable de la diffusion Brillouin spontanée et amorce la DBS dans le cas du générateur ou du laser Brillouin [Boyd, 1990].

On peut introduire dans l'équation la constante d'électrostriction γ_e qui s'écrit $\gamma_e = \rho_0 (\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho})_T$, on obtient alors l'équation d'évolution sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \Gamma' \frac{\partial^3 \rho'}{\partial t \partial z^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2} = -\frac{\gamma_e \varepsilon_0}{2} \frac{\partial^2 E^2}{\partial z^2} + f(z,t)$$
1-13

Equation d'évolution des champs électromagnétiques

L'équation d'évolution des champs électromagnétiques est gouvernée par l'équation de Maxwell dans un milieu transparent isotrope et possédant une polarisation non linéaire. Cette dernière que l'on note P_{DBS} est due aux variations de sa densité de matière liées aux ondes acoustique (aucun autre effet non linéaire n'est ici pris en compte). L'équation d'évolution s'écrit donc :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{DBS}}{\partial t^2}$$
1-14

Où μ_0 est la perméabilité du vide. Les variations de la densité volumique ρ restant faibles, P_{DBS} est proportionnelle à ρ ' (Cf. équation 1-10) et s'écrit :

$$P_{DBS} = \frac{\varepsilon_0 \gamma_e}{\rho_0} \rho' E$$
 1-15

L'équation d'évolution des champs s'écrit donc :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\gamma_e}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 \rho' E}{\partial t^2}$$
1-16

Modèle cohérent à 3 ondes

L'expression des champs est introduite dans les équations d'évolution. L'enveloppe des champs évoluant lentement par rapport à la vitesse d'oscillation de la porteuse, l'approximation des enveloppes lentement variables peut être effectuée. On obtient alors les équations du modèle à 3 ondes :

$$\frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial A_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p \gamma_e}{2\rho_0 n^2} BA_s$$
 1-17

$$\frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial A_s}{\partial z} = i \frac{\omega_p \gamma_e}{2\rho_0 n^2} B^* A_p$$
 1-18

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} B = i \frac{\omega_a \varepsilon_0 \gamma_e}{8c_s^2} A_p A_s^* + f_a(z, t)$$
1-19

Où Γ_B donné par :

$$\Gamma_{B} = \Gamma \frac{\omega_{a}^{2}}{c_{s}^{2}} = 2\Pi \Delta \nu_{B}$$
 1-20

Et $f_a(z,t)$ est une fonction décrivant le bruit thermique dans la fibre, qui est à l'origine de la diffusion Brillouin spontanée et amorce le laser Brillouin. Dans l'équation (1-19) le terme d'évolution spatial de l'onde acoustique a été négligé en considérant que son évolution est gouvernée par celle des champs optiques qui sont beaucoup plus rapides.

Dans le cas d'ondes optiques stationnaires, le modèle cohérent peut être simplifié en considérant que l'onde acoustique suit adiabatiquement les évolutions imposées par le champ électrique. Cela revient dans l'équation (1-19) à négliger $\frac{\partial B}{\partial t}$ par rapport à $\frac{\Gamma_B}{2}B$. Cette approximation est valable lorsque les temps d'évolution du système sont bien supérieurs aux temps de relaxation de l'onde acoustique, soit 10 ns. Cette simplification permet de déterminer l'onde acoustique en fonction des ondes optiques et ainsi de supprimer une équation.

REFERENCES:

[Agrawal, 2001] G. P. Agrawal. Non linear fiber optics. Academic Press (2001).

[Bao, 1994] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, *Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber*, Opt. Lett., vol. 19, no. 2, pp. 141-143, Jan. 1994.

[Boyd, 1990] R. W. Boyd, K Rzazewski et P. Narum. *Noise initiation of stimulated Brillouin scattering*. Phys. Rev. A, 42, pp. 5514 (1990).

[Boyd, 1992] R. W. Boyd. Nonlinear optics, Academic press, INC (1992).

[Brillouin, 1922] L. Brillouin. *Diffusion de la lumière et des rayons par un corps transparent homogène*. Ann. Phys., 17, pp. 88-122 (1922).

[Deventer, 1994] M.O. van Deventer, A.J. Boot, *Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers*, J. Lightwave Technol., 12, p. 585-590 (1994).

[Horiguchi, 1990] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, *A technique to measure distributed strain in optical fibers*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 2, pp. 352-354, (May 1990).

[Horiguchi, 1996] T. Horiguchi and M. Tateda, *Performance improvement of a combined OTDR for distributed strain and loss measurement by randomizing the reference light polarization state*, Opt. Lett. 14, pp. 408 (1996).

[Kurashima, 1990] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, *Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers*, Opt. Lett., vol. 15, no. 8, pp. 1038-1040, Sept. 1990.

[Nickles, 1996] M. Niklès, L. Thévenaz, P.A. Robert, *Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis*, Opt. Lett., 21(10), p. 758-760 (1996).

[Nickles, 1997] M. Nickès, L. Thévenaz et P. Robert. *Brillouin gain spectrum characterisation in single mode optical fiber*. J. Lightw. Tech., 15, pp. 1842 (1997).

[Olsson, 1987] N. A. Olsson and J. P. Van Der Ziel, *Characteristics of a Semiconductor Laser Pumped Brillouin Amplifier with Electronically Controlled Bandwidth*. J. Lightwave Technol., LT-5, pp. 147–153, (January 1987).

[Park, 1987] H. G. Park, J. D. Park, and S. S. Lee, *Pump-intensity-dependent frequency shift in Stokes and anti-Stokes spectra generated by stimulated four-photon mixing in birefringent fiber*, Appl. Opt. 26, 2974 (1987).

[Randoux, 1995] S. Randoux. *Thèse de doctorat : Etudes expérimentales et théorique de la dynamique de lasers Brillouin à fibre optique*. Université des sciences et technologie de Lille, France (1995).
[Smith-1991] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, *Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications*. Opt. Lett., 16, pp. 393–395 (March 1991).

[Stepien-2002-a] L. Stépien, S. Randoux, and J. Zemmouri, *Origin of spectral hole burning in Brillouin fiber amplifiers and generators*. Phys. Rev. A, 65, pp. 053812, (May 2002).

[Stepien, 2002-b] L.Stepien. *Thèse de doctorat : Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques : bruit d'intensité du laser et brûlage de trou dans le générateur et l'amplificateur.* Université des sciences et technologie de Lille, France (1995).

Chapitre 2 :

Caractérisation de l'amplificateur Brillouin en pompe fine

Introduction

L'effet Brillouin dans les fibres optiques requière de faibles puissances de pompe pour être amorcé. Il a ainsi été observé de très forts gains avec des puissances de pompe de seulement quelques mW dans des fibres standard [Mochizuki, 1985] et ces gains peuvent encore être exaltés en travaillant avec des fibres calcogénures [Abedin, 2005]. La première « contribution » de l'effet Brillouin dans les fibres fut négative car il nuit d'ailleurs fortement aux transmissions optiques en limitant la puissance qu'il est possible d'injecter dans les fibres. D'un autre coté, l'effet Brillouin peut être mis à profit pour concevoir des amplificateurs, néanmoins sa faible bande passante (#30 MHz à 1550 nm) restreint son usage, en particulier dans le domaine des télécommunications qui nécessitent des bandes passantes de plusieurs dizaines de THz. Ainsi de nombreuses études ont porté sur la possibilité d'accroitre la largeur de la zone de gain Brillouin, soit en jouant sur les inhomogénéités de la fibre [Nikles-1997], soit en modulant la diode de pompe [Olsson-1987], soit encore comme nous le montrerons dans le prochain chapitre en travaillant avec une pompe originellement large spectralement. Parallèlement, l'étroitesse de la bande de gain de l'amplificateur a été exploitée pour réaliser des filtres ajustables en longueur d'onde dans les systèmes WDM et qui peuvent servir à la fois à amplifier, à démoduler et à sélectionner [Atkins, 1886] [Smith, 1986]. Ces filtres trouvent également des applications dans le domaine des communications micro-onde par fibre optique [Yao-1997] [Yao-1997bis] [Tonda-Goldstein-2000] ou encore pour générer des ondes millimétriques [Schneider-2004].

Le but de ce chapitre est de caractériser expérimentalement le générateur et l'amplificateur Brillouin, puis de s'intéresser plus particulièrement à la transition de l'un vers l'autre en rendant compte de l'ensemble des états intermédiaires.

La caractérisation du générateur et de l'amplificateur Brillouin est réalisée aux travers de mesures expérimentales de gain, de linéarité et de bande passante. Ces mesures sont particulièrement importantes afin d'utiliser l'effet Brillouin pour réaliser des filtres sélectifs. Elles nous permettent également de calibrer notre montage par rapport aux données de la littérature.

La seconde et principale partie de ce travail est consacrée à l'étude expérimentale de la transition entre le générateur et l'amplificateur Brillouin [Ferreira-1994]. L'idée est, dans un montage pompe-sonde, d'entrer progressivement la sonde dans la zone de gain Brillouin crée par la pompe jusqu'à résonance totale. En outre, l'expérience est réalisée dans un régime où la puissance de pompe est suffisamment forte pour donner lieu à un générateur puissant en l'absence de sonde. De cette manière, il est possible d'observer le transfert de l'énergie du générateur vers la sonde amplifiée.

Nous démontrons que même dans ce régime de saturation, les qualités spectrales de la sonde sont conservées par l'amplificateur Brillouin lorsque la résonance est atteinte. Le dispositif mis en place nous permet également une mesure de la dynamique de l'amplificateur qui se révèle plus importante que celle précédemment rapportées dans la littérature.

Pour réaliser ces expériences, une méthode expérimentale apportant une forte précision en longueur d'onde et une grande stabilité temporelle lors des mesures est nécessaire. Habituellement la caractérisation de l'effet Brillouin est basée sur l'utilisation de deux lasers : l'un pour pomper et l'autre pour sonder. Néanmoins, cette méthode présente l'inconvénient de devoir contrôler parfaitement la différence de fréquence entre ces deux sources. La solution pour laquelle nous avons adopté, consiste à utiliser une seule source qui à l'aide d'un modulateur électro-optique (MEO) fournit à la fois la sonde et la pompe, et offre un contrôle très précis de l'écart en longueur d'onde de l'une par rapport à l'autre. Cette technique à d'ailleurs été mise en place par Nikes [Nikles, 1997] pour déterminer des largeurs de zone de gain Brillouin ou encore la dérive du décalage Brillouin en fonction de la température.

I. Modèle et discussion

Cette partie présente les équations du couplage Brillouin en configuration pompe / sonde dans le cas stationnaire. Le modèle cohérent à 3 ondes se réduit alors à deux équations stationnaires. Celles-ci sont intégrées numériquement et nous permettent d'obtenir les profils d'intensité dans la fibre et de rendre compte du gain sur la sonde en fonction de la puissance de pompe. Grâce à ces données et en comparaison avec nos résultats expérimentaux, nous serons en mesure de calibrer notre dispositif expérimental.

Dans le cas où les ondes optiques sont stationnaires, le modèle cohérent peut être simplifié en considérant que l'onde acoustique suit adiabatiquement les évolutions imposées par le champ électrique. Cette approximation est valable, comme nous l'avons vu au chapitre 1, car les temps d'évolution du système sont bien supérieurs au temps de relaxation de l'onde acoustique, soit 10 ns. Cette simplification permet de déterminer l'onde acoustique en fonction des ondes optiques et ainsi de supprimer une équation.

On pose I_i comme l'intensité des champs électromagnétique pompe et stokes (i=p,s). I_i est alors donnée par la relation suivante :

$$I_i = \frac{1}{2} \varepsilon_0 n \left| A_i \right|^2$$
 2-1

Et g_B est le coefficient de gain Brillouin à résonance :

$$g_B = \frac{\omega_p^2 \gamma_e^2}{2\Pi n c^3 \rho_0 \Delta v_B c_s}$$
 2-2

On réécrit les équations (1-17) et (1-18) sous la forme (2-3) et (2-4) :

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -g_B I_p I_s + \alpha I_s$$
 2-3

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = -g_B I_p I_s - \alpha I_s$$
 2-4

Les conditions aux limites des équations (2-3) et (2-4) sont $I_p 0 = I_p(0)$ et $I_s L = I_s(L)$. Le coefficient de gain g_B est estimé à 5×10^{-11} m/W [Agrawal, 2001] dans une fibre standard et pour une longueur d'onde de pompe de 1550 nm. Le coefficient α a été introduit phénoménologiquement pour rendre compte de l'atténuation dans la fibre. Il est de 0,2 dB/km à la longueur d'onde de 1550 nm et pour une fibre standard (SMF 28).

Ce couple d'équations (2-3) et (2-4) est valable si la longueur d'onde de la sonde se trouve au cœur de la zone de gain. Lorsque l'onde stokes n'est pas en résonance avec la zone de gain, par exemple dans un amplificateur Brillouin où la sonde est désaccordée, ce coefficient est diminué. Les ondes acoustiques décroissant en $\exp^{-\Gamma_B t}$, le gain Brillouin possède une forme Lorentzienne [Horiguchi, 1996] :

$$g_{B}(\delta) = g_{B} \frac{\left(\frac{\Gamma_{B}}{2}\right)^{2}}{\delta^{2} + \left(\frac{\Gamma_{B}}{2}\right)^{2}}$$
2-5

Où δ est le décalage entre la fréquence de l'onde stokes et la résonance.

Pour une discussion sur l'interaction Brillouin, les équations (2-3) et (2-4) peuvent être en ne prenant pas en considération le terme de perte. En le négligeant on obtient le jeu d'équation (2-6) et (2-7):

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -g_B I_p I_s$$
 2-6

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = -g_B I_p I_s$$
 2-7

On remarque alors que $\frac{\partial I_s}{\partial z} = \frac{\partial I_p}{\partial z}$, les profils d'intensité de la sonde et de la pompe sont les mêmes à une constante près. Lorsque la puissance de pompe est faible, l'interaction entre la pompe et la sonde est faible et l'énergie transférée de la pompe vers la sonde reste limitée. L'énergie transférée peut alors être négligée devant la puissance de la pompe initiale et les équations (2-6) et (2-7) se simplifient de la manière suivant:

$$I_{p}(z) = I_{p}(0)$$
 2-8

$$I_{s}(z) = I_{s}(L)e^{-g_{B}I_{P}(0)z}$$
2-9

En passant en décibel, le gain sur la sonde croit linéairement en fonction de la longueur de fibre ou de la puissance de : $G_{dB} \propto g_B LI_P(0)$. Par contre, lorsque la puissance de sonde devient importante la déplétion de la pompe n'est plus négligeable, comme on le voit sur la Figure (2-1). Alors, le gain linéique diminue jusqu'à saturation complète. Celle-ci intervient lorsque la pompe ne peut plus fournir d'énergie à la sonde.



Figure 2-1 : Profil d'intensité de la sonde et de la pompe dans une fibre optique de 5 km et pour différentes puissances de pompe. La sonde est introduite au km 0 et la pompe au km 5. L'énergie transférée de la pompe vers la sonde est importante et on note une déplétion de l'intensité de la pompe de pus de 40% au cours de sa propagation dans le cas de la pompe la plus puissante.

La figure (2-1) présente les profils d'intensité de la sonde et de la pompe au cours de leur propagation dans une fibre de 5 km et pour une puissance de sonde en entrée de -26 dBm. Les profils sont obtenus en intégrant le système d'équation (2-6) et (2-7) par la méthode de Runge Kutta.

II. Dispositif expérimental

Avant de décrire le dispositif expérimental utilisé nous donnerons tout d'abord un aperçu des différentes méthodes envisagées en faisant état de leurs avantages et de leurs inconvénients.

1. Choix de la méthode expérimentale

L'étude de l'amplificateur Brillouin nécessite une pompe de forte puissance et une sonde de fréquence variable. Ceci peut être réalisé en utilisant une diode laser puissante de fréquence fixe pour la pompe et une diode en cavité étendue accordable pour la sonde. Néanmoins la zone de gain Brillouin étant très fine (de l'ordre de 20 MHz), une telle configuration amène de nombreuses difficultés. Tout d'abord il faut que les deux diodes soient très stables en fréquence l'une par rapport à l'autre pour obtenir une amplification stable. De plus pour parcourir continûment la zone de gain avec le faisceau de sonde, ce dernier doit être continûment accordable avec un pas inférieur au MHz et une stabilité de quelques kHz. Pour fixer un ordre de grandeur les diodes accordables dont nous disposons ont un pas de 12 MHz et une gigue d'environ 10 MHz.

La solution développée est de n'utiliser qu'une seule diode laser pour la pompe et la sonde de manière à être stable. Cette technique à une diode a été mise en œuvre pour une

caractérisation précise de la zone de gain Brillouin [Nikles, 1997], [Loayssa, 2004] mais a également servit à la réalisation de capteurs [Brown, 1999]

Une partie du faisceau de pompe est envoyée dans un modulateur électro-optique (MEO) piloté par un sweeper 20 GHz. Quand le faisceau optique est modulé en intensité à une fréquence fixe en utilisant un tel modulateur, on observe en sortie de nouvelles fréquences dans le spectre optique, les bandes latérales de modulation. Pour une modulation d'intensité, le spectre obtenu est symétrique autour de la porteuse de fréquence v_0 . Si le faisceau est modulé sinusoïdalement à la fréquence de modulation *Fm*, le faisceau en sortie est composé de 2 bandes latérales dont la distance par rapport à la porteuse est la fréquence de modulation *Fm*. La Figure 2-2) présente le spectre de la sonde à l'analyseur de spectre optique (OSA) après passage dans le MEO. La porteuse se situe à 1550 nm et la fréquence de modulation *Fm* est de 11 GHz. On distingue également sur la figure les bandes latérales de 2^{ème} ordre mais leur poids est très faible et leur décalage par rapport à la zone de gain Brillouin suffisamment important pour qu'elles soient négligées par la suite.



Figure 2-2 : Spectre optique du faisceau de sonde après passage dans le modulateur électrooptique (MEO)

Le faisceau de diodes modulé et le faisceau non modulé (la pompe) sont envoyés dans une fibre optique de manière contra-propagative. La bande latérale (1^{ère} ordre) de plus basse fréquence peut alors ajustée autour de la zone de gain (#11 GHz fréquence de décalage Brillouin) créée par la pompe et ainsi servir de sonde.

Cette technique offre l'avantage d'être complètement indépendant par rapport aux dérives en fréquence du laser utilisé. De plus, pour balayer la zone de gain aucune source laser ajustable n'est nécessaire. La caractérisation de la zone de gain est réalisée en balayant la fréquence de modulation. Ainsi, la zone de gain Brillouin pourrait être explorée avec l'exactitude et la stabilité du synthétiseur. La largeur spectrale de ce dernier est inférieure au Hertz et son accordabilité au Hertz ce qui à comparer avec nos sources optiques possédant une largeur spectrale de plusieurs centaines de kHz et une accordabilité à 12 MHz.

Pour tirer complètement profit de cette méthode, en plus d'observation de la sonde à l'aide d'un OSA et en temps réel, une analyse est réalisée avec un analyseur de spectre radiofréquence (SRF). Cette dernière analyse utilise le fait que la sonde dérive d'une modulation d'intensité et permet d'accroitre la résolution des mesures.

2. Détail du protocole expérimental

Le montage expérimental est schématisé Figure 2-3). La source utilisée est une diode en cavité étendue qui émet autour de 1550nm. Elle possède 2 sorties. L'une (output1) dite « haute » puissance délivre une puissance de 2,2 mW. Grâce à un atténuateur interne sa puissance peut être atténuée continûment de 0 à 60 dB. Le faisceau passe par un MEO et la bande latérale décalée vers les basses fréquences joue le rôle de sonde.

La seconde sortie de la diode accordable (output2) est de puissance plus faible (0,22 mW), toutefois son bruit d'émission spontanée est réduit par filtrage. Celle-ci est envoyée dans un amplificateur erbium de puissance (EDFA) pour obtenir une pompe puissante. La

pompe est ensuite injectée dans une fibre standard de 5 km via un coupleur 50/50. En sortie de dernier, la puissance disponible est comprise entre 0 et 25 dBm.

Ce coupleur est nécessaire pour l'analyse car il permet d'extraire le générateur Brillouin et/ou la sonde amplifiée. Malgré la perte en puissance de 3 dB qu'il impose tant sur la puissance de pompe disponible que sur la puissance de sonde à analyser, son usage est préféré à celui d'un circulateur car son comportement est mieux connu. En particulier ce qui concerne la PDL (polarisation dependent loss)



Figure 2-3 : Dispositif expérimental. ECDL : diode laser en cavité étendue. EOM : Modulateur Electro-optique. EDFA: amplificateur à fibre dopée Erbium. PC: contrôleur de polarisation. OSA analyseur de spectre optique. MSA: analyseur de spectre radiofréquence.

En sortie de coupleur le signal est de nouveau séparé par un coupleur 90/10. Ainsi, il est dans le même temps analysé à l'OSA et via une photodiode rapide au SRF. De plus, simultanément le signal peut être visualisé en temps réel à l'aide d'une photodiode basse fréquence (bande passante de 100 kHz) qui n'est pas indiqué sur le schéma figure (2-3).

Un isolateur intégré est inséré sur le trajet de la sonde, après le MEO afin d'éviter qu'une trop grande puissance optique ne soit envoyée sur la source laser et crée des perturbations, voir endommage cette dernière.

En sortie de diode laser les 2 faisceaux sont linéairement polarisés. De façon à maximiser le recouvrement des états de polarisation de la pompe et de la sonde à l'intérieur de la bobine de 5 km, des contrôleurs de polarisation CP sont placés à chaque extrémité de la bobine. Le gain Brillouin sur la sonde est alors maximisé. Néanmoins les polarisations dérivent l'une par rapport à l'autre au cours du temps et un contrôle en temps réel de la puissance de sonde après amplification est nécessaire. Il permet de prévenir de toute fluctuation de la polarisation en agissant manuellement sur les CP.

Une attention particulière est portée sur le contrôle de la puissance de la porteuse. En effet, un simple contrôle de puissance totale du faisceau de sonde est insuffisant car il est important de connaître de manière indépendante la puissance de la porteuse et des bandes latérales. Le poids de chacune dépend de la tension de polarisation du cristal électro-optique mais également de la polarisation en entrée de MEO. Une fois la tension de polarisation choisie, les fluctuations de la polarisation d'entrée créent des fluctuations de puissance différentes pour chaque bande de fréquence. Ainsi en temps réel, un OSA connecté directement à la sonde permet un contrôle manuel mais permanent de la puissance de chaque bande.

Appliquons à présent le protocole expérimental décrit à diverses mesures de caractérisation de l'amplificateur Brillouin, telles le gain et la bande passante.

III. L'amplificateur Brillouin : diverses mesures

1. Première approche et mesure de gain

Le signal de rétrodiffusion de pompe peut, comme nous l'avons vu précédemment, être analysé en temps réel sur une photodiode mais également spectralement grâce à un analyseur de spectre optique (OSA). La résolution de l'appareil (2 GHz à 1550 nm) permet de distinguer les différentes composantes spectrales présentes dans l'onde rétrodiffusée. Elle permet également une mesure directe du gain Brillouin.

La Figure 2-4) a) présente le spectre de rétrodiffusion quand seule la pompe est envoyée dans une fibre de 5 km avec une puissance $P_{Pompe} = 13.5$ dBm. La composante centrale est due à la rétrodiffusion Rayleigh et aux réflexions de Fresnel produites par les connecteurs et les soudures. Elle est centrée sur 1550 nm. La composante décalée vers le rouge est l'onde stokes ou générateur et la composante décalée vers le bleue est l'onde antistokes. La puissance de cette dernière étant très faible par rapport aux autres composantes, elle sera négligée dans la suite du mémoire (Cf. Chap. 1).

La Figure 2-4) b) présente la sonde seule en pointillé et la sonde amplifiée en trait plein. La puissance de la sonde, c'est à dire la puissance de la bande latérale décalée vers le rouge, est de -26 dBm en entrée d'amplificateur et sa longueur d'onde est identique à la fréquence centrale de la bande de gain Brillouin. Un gain de 31.0 dB est mesuré pour une puissance de pompe de $P_{Pompe} = 13.5$ dBm. La sonde atteint en sortie d'amplificateur une puissance de -1,9 dBm.



Figure 2-4 : La fig. (a) présente le spectre de rétrodiffusion quand seule la pompe est envoyée dans la fibre P_{Pompe} = 13.5 dBm. La fig. (b) représente le spectre de rétrodiffusion quand la sonde est injectée dans l'amplificateur. Les puissances mesurées sont des puissances relatives

2. Mesure de la zone de gain Brillouin

a. Cas d'une fibre homogène

Le couplage entre la sonde et la pompe est maximal lorsque les longueurs d'onde de la sonde et de l'onde stokes sont identiques. Lorsque le décalage augmente, le couplage s'affaiblit et le gain diminue. La largeur de la zone de gain est de l'ordre de 20 MHz à 1550 nm dans une fibre homogène (Cf. Chap. 1)



Figure 2-5 : Spectre optique de la sonde après passage dans l'amplificateur en fonction de la fréquence de modulation Fm appliquée. Résolution 2 GHz. Les puissances de pompe et de sonde sont respectivement de 13.5 dBm et de -26 dBm et le milieu amplificateur est une fibre standard de 5 km.

Avec notre dispositif expérimental, un balayage de la fréquence de modulation Fm permet une mesure précise de la largeur de la bande de gain de l'amplificateur Brillouin. La Figure 2-5) présente le spectre en puissance de la sonde après passage dans l'amplificateur en fonction de Fm. Le graphique en 3D permet de visualiser la puissance de la porteuse et des 2 bandes latérales formant le faisceau de sonde en fonction de la fréquence de modulation. Les puissances de pompe et de sonde sont respectivement de 13.5 dBm et de -26 dBm et le milieu amplificateur est une fibre standard de 5 km.

Si la Figure 2-5 offre une visualisation qualitative privilégiée de l'interaction pompe / faisceau de sonde, la mesure de la largeur de la zone de gain nécessite uniquement de disposer de la puissance de la sonde en fonction de la fréquence de modulation *Fm*. Ainsi, la Figure 2-6) présente la puissance de la sonde en linéaire en fonction de la fréquence de modulation dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. La forme de la courbe de gain est de type gaussienne avec une largeur à mi hauteur de 27 MHz, ce qui est en accord avec la théorie pour une fibre standard relativement homogène. Bien sûr la courbe est aplatie lorsqu'il y a saturation.



Figure 2-6 : Puissance de la sonde après passage dans l'amplificateur en linéaire en fonction de la fréquence de modulation Fm appliquée. Les puissances de pompe et de sonde sont respectivement de 13.5 dBm et de -26 dBm et le milieu amplificateur est une fibre standard de 5 km. La largeur à mi-hauteur de la zone de gain Brillouin est d'environ 27 MHz

b. Cas d'une fibre inhomogène

Lorsque la fibre est inhomogène sur sa longueur, la zone de gain est élargie et le gain maximum diminué dans les mêmes proportions. Les inhomogénéités peuvent être internes (lors de la fabrication) ou externes (par exemple inhomogénéité de température le long de la fibre). Cette propriété peut en particulier être mise à profit pour augmenter le seuil d'apparition de l'effet Brillouin stimulée dans des réseaux de télécommunication ou pour réaliser des capteurs.



Figure 2-7 : Spectre optique de la sonde après passage dans l'amplificateur en fonction de la fréquence de modulation Fm de la sonde. Le milieu amplificateur est composé de 2 bobines de fibres standards différentes.

Dans le paragraphe précédent la zone de gain est une bobine de 5 km de fibre standard, qui peut être décrit comme un milieu homogène au vu de la largeur de la zone de gain. La Figure 2-7) présente, comme la Figure 2-5), le spectre optique de la sonde après passage dans l'amplificateur mais le milieu de gain est alors composé de 2 fibres standards différentes : une fibre de 4 km est soudée à une fibre de 2 km. Le décalage des zones de gain des deux fibres est suffisant pour être pour qu'elles soient distinguées. Le décalage est mesuré sur la figure (2-7) et est de 100 MHz.

3. Influence de la puissance de pompe sur le gain

Intéressons nous à présent expérimentalement à l'influence de la puissance de pompe sur le gain Brillouin. Tant que la puissance de sonde reste faible, le gain Brillouin augmente exponentiellement avec la puissance de pompe. Par contre, lorsque la puissance de sonde devient importante, la déplétion de la pompe n'est plus négligeable et le gain diminue jusqu'à saturation complète. La courbe de la figure (2-8) représente le gain sur la sonde (en dB) mesuré à l'OSA en fonction de la puissance de pompe (en dBm). La puissance de la sonde injectée dans l'amplificateur est de -26 dBm. Le gain augmente tout d'abord exponentiellement puis, à partir d'une puissance de pompe de 14 dBm la saturation apparaît.



Figure 2.8 : La courbe expérimentale présente le gain sur la sonde (en dB) en fonction de la puissance de pompe (en dBm), pour une puissance de la sonde de -26 dBm

IV. Transfert d'énergie du générateur vers la sonde



1. Mesure optique en régime saturé

Figure 2-9 : Les figures (a) et (c) présentent le spectre de rétrodiffusion quand seule la pompe est envoyée dans la fibre pour des puissances respectivement de $P_{Pompe} = 13.5 \, dBm$ et de $P_{Pompe} = 16.4 \, dBm$. Les figures (b) et d) représentent le spectre de rétrodiffusion quand la sonde est injectée dans l'amplificateur

Les figures 2-9 (a) et (c) présentent le spectre de rétrodiffusion quand la pompe seule est envoyée dans une fibre de 5 km pour des puissances respectivement de $P_{Pompe} = 13.5$ dBm et de $P_{Pompe} = 16.4$ dBm. La composante centrale est due à la rétrodiffusion Rayleigh et aux réflexions de Fresnel produites par les connecteurs et les soudures. Elle est centrée sur 1550 nm. La composante décalée vers le rouge est l'onde stokes ou générateur. Alors que la puissance de pompe ne varie que de 2 dB entre les figures (2-9) a) et b), la puissance du de l'onde stokes augmente elle de 10.5 dB.

Les figures (2-9) b) et d) présentent la sonde seule en pointillé et la sonde amplifiée en trait plein. La puissance de la sonde, c'est à dire la bande latérale décalée vers le rouge, est de -26 dBm en entrée d'amplificateur et sa longueur d'onde est identique à la fréquence centrale de la bande de gain. Des gains de 31.0 dB et de 33.6 dB sont mesurés pour une puissance de pompe respectivement de $P_{Pompe} = 13.5$ dBm et de $P_{Pompe} = 16.4$ dBm. Le régime de saturation est atteint pour des puissances de pompe supérieure à 14 dBm (Cf. Chap. 3, III), d'ailleurs l'évolution du gain entre les deux puissances de pompe est faible.

Dans le cas du régime saturé, la différence de puissance entre le générateur et la sonde amplifiée est mince, et on peut légitimement se poser la question de la conservation des qualités spectrales du signal amplifié. En effet, par cette mesure purement optique, il est difficile de déterminer la part de la puissance respective du générateur et de la sonde amplifiée sur la figure (2-9) d). Afin d'aller plus loin dans l'investigation, il est nécessaire de réaliser une mesure avec une résolution plus fine que celle purement optique de l'OSA.

2. Qualités de la mesure optique et de la mesure micro-onde

Dans cette partie, nous souhaitons comparer la mesure optique et la mesure microonde, qui offre chacune un éclairage différent sur l'amplification Brillouin.

La mesure optique permet d'obtenir le gain (sur la sonde) en soustrayant la puissance de la sonde avec présence et sans présence de la pompe. La résolution spectrale de l'OSA de 2 GHz, permet de différencier aisément les différentes composantes rétrodiffusées qui sont distantes de 10,8 GHz. Par contre, cette méthode ne permet pas de différencier la puissance présente dans le générateur par rapport à la puissance présente dans la sonde amplifiée. En d'autres termes, il est permis de se demander une fois la sonde injectée dans l'amplificateur, si toute l'énergie qui est dans le générateur est transférée à la sonde ou si le générateur continue d'exister ? De manière plus générale avec la méthode de mesure optique aucune information ne filtre sur la conservation des qualités spectrales de la sonde, point essentiel pour caractériser la qualité d'un amplificateur.

Il est donc nécessaire de réaliser une mesure spectralement plus fine. Cette mesure peut être mise en place en analysant la rétrodiffusion à l'aide d'un analyseur de spectre radiofréquence (SRF). La Figure 3-10) compare le spectre optique et le spectre radiofréquence du signal en sortie d'amplificateur. La pompe est centrée à 1550 nm et la sonde n'est pas injectée dans la zone de gain. Sur le spectre optique on distingue la rétrodiffusion de pompe, le générateur et les 3 composantes spectrales du faisceau de sonde. Le générateur possède une largeur spectrale de 20 MHz tandis que les autres composantes possèdent une largeur de l'ordre de la centaine de kHz. Sur le spectre RF (Figure 3-10), on distingue 2 composantes, l'une spectralement large et centrée sur 10,8 GHz signature du générateur et l'autre d'une largeur de l'ordre du Hz signature de la sonde



Figure 3-10 : Interprétation schématique des signaux à l'OSA et au SRF. a) Spectre optique centrée sur 1550 nm, La largeur du générateur de 20 MHz, les autres composantes spectrales ont une largeur de 500 kHz. b) Spectre SRF centré sur 10,7 GHz. Le signal d'une largeur de 20 MHz est la signature du générateur, l'autre composante est la signature de la sonde et possède une largeur de l'ordre du Hz

Contrairement à l'OSA dont la résolution est au mieux de 2 GHz, la mesure au SRF, en admettant une résolution de l'ordre de quelques Hz, permet à tout moment de distinguer la signature spectrale du générateur de celle de la sonde et donc de conclure sur la conservation de cohérence de la sonde. En particulier de vérifier qu'une fois injectée dans la zone de gain toute l'énergie du générateur est bien transférée vers la sonde.

3. Transfert d'énergie du générateur vers la sonde



Figure 2-11: Signal radiofréquence de la rétrodiffusion pour différentes valeurs de la fréquence de modulation Fm. Le spectre est centré sur 10,771GHz (décalage Brillouin). La pompe est d'une puissance de 16,4 dBm et la sonde de -26 dBm. La résolution de l'analyseur de spectre radiofréquence est de 30 kHz

La mesure au SRF décrite dans la partie ci-dessus permet de visualiser de manière originale le transfert d'énergie du générateur vers la sonde, et ceci en entrant progressivement la sonde dans la zone de gain Brillouin. La figure (2-11) présente le signal radiofréquence centré sur 10,771 GHz (décalage Brillouin) pour différentes valeurs de la fréquence de modulation Fm. La pompe est d'une puissance de 16,4 dBm et la sonde de -26 dBm, ainsi l'amplificateur fonctionne en régime saturé. La sonde tout d'abord hors résonance est progressivement entrée dans la zone de gain jusqu'à résonance totale en accordant la

fréquence de modulation Fm du faisceau de sonde. Lorsque la sonde est injectée dans la zone de gain de l'amplificateur, l'énergie du générateur est transférée au profit de la sonde.

Sur la Figure 2-11 a) la sonde qui est décalée de 67 MHz par rapport à la résonance n'est pas amplifiée et le générateur dont la largeur spectrale est d'environ 20 MHz est puissant. Sur la Figure 2-11 b) et c), la sonde est décalée respectivement de 21 et 12 MHz. Une partie de l'énergie du générateur a disparue au profit de la sonde qui est amplifiée. Sur la Figure 2-11 d) la sonde est à résonance, le générateur est complètement déplété et le gain sur la sonde est maximal. Cette dernière figure permet de voir que sur plus de 40 dB la sonde amplifiée n'est pas élargie par rapport à la sonde avant amplification et ceci pour une résolution de la mesure de 30 kHz. On peut donc conclure à une bonne conservation de la cohérence de la sonde après passage par l'amplificateur Brillouin.

La transition entre le régime « générateur » et le régime d'amplification peut également s'observer par une mesure en temps réel de la rétrodiffusion de pompe. En effet le générateur issu du bruit thermique présente une forte dispersion en intensité par rapport à la stabilité en puissance de la sonde amplifiée. La Figure 2-12 présente la puissance rétrodiffusée recueillie en temps réel par une photodiode et envoyé sur un oscilloscope dans le cas du générateur et dans le cas de l'amplificateur. Les signaux sont normalisés par rapport à la puissance moyenne car ce sont les écarts en puissance au court du temps qui nous intéressent. L'axe du temps est normalisé par rapport au temps de passage des photons dans la bobine de 5 km. Les fluctuations maximales en puissance du générateur sont de l'ordre de 300 % alors qu'une fois la sonde injectée à résonnance, les fluctuations ne dépassent pas 6 %.



Figure 2-12 : Evolution temporelle de la puissance rétrodiffusée dans le cas générateur et dans le cas amplificateur. Les puissances sont normalisées par rapport à la puissance moyenne, et l'axe du temps est normalisé par rapport au temps de passage des photons dans la bobine de 5 km.

4. Transfert d'énergie du générateur vers la sonde en fonction de la puissance de sonde

Une autre approche pour l'étude du transfert d'énergie du générateur vers la sonde consiste à introduire une sonde à résonnance et à augmenter progressivement sa puissance.

La Figure 2-13 présente le signal de la sonde amplifiée à l'analyseur de spectre radiofréquence pour 2 puissances de sonde différentes en entrée d'amplificateur. En a) la puissance de sonde (-26 dBm) est suffisante pour pomper toute l'énergie du générateur, cette dernière devient donc négligeable en comparaison avec l'énergie contenue dans la sonde. En b) par contre, la puissance de sonde (-71 dBm) est insuffisante pour pomper l'énergie du générateur. Les puissances du générateur et de la sonde sont alors comparables.



Figure 2-13 : Puissance rétrodiffusée en fonction de la puissance de sonde. Le spectre est centré sur la fréquence de résonnance (10,776 GHz). La pompe est d'une puissance de 16,4 dBm. La résolution de l'analyseur de spectre radiofréquence est de 30 kHz

La conservation de la cohérence de la sonde a été démontrée même dans le cas d'un régime saturé donnant lieu à un générateur puissant. Nous allons à présent caractériser l'amplificateur en mesurant sa linéarité.

5. Linéarité de l'amplificateur Brillouin

Comme décrit en (Chap. 2, I), tant que la déplétion de pompe est petite devant la puissance de pompe, le gain reste constant en fonction de la puissance de sonde en entrée. A longueur de fibre et puissance de pompe fixées, la plage de puissance de sonde sur laquelle le gain reste constant est appelée « plage de linéarité de l'amplificateur ».

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, lorsque la puissance de sonde est faible en entrée d'amplificateur, l'énergie du générateur n'est pas entièrement transférée à la sonde. La mesure à l'OSA (résolution 2 GHz) s'avère donc inopérante et nous lui préférons une mesure réalisée au SRF. La figure (2-14) présente la linéarité de l'amplificateur pour une longueur de fibre de 5 km et pour différentes puissances de pompe. La puissance de sonde en entrée d'amplificateur est progressivement atténuée pour passer de -26 dBm à -86 dBm par pas de 0,5 dB. Le maximum de puissance du signal microonde provenant de la sonde en sortie d'amplificateur est reporté en fonction de l'atténuation appliquée.



Figure 2-14 : Maximum de puissance du signal microonde pour différentes valeurs de puissance de pompe en fonction de la puissance de la sonde. Chaque courbe fitée linéairement. La pente moyenne est respectivement de -0.43, -0.69, -0.97, -1.06 pour des valeurs de puissance de pompe allant de 16,4 dBm à 12,5 dBm. Seules les deux dernières valeurs sont proches de 1. Pour des puissances de pompe faibles, le générateur est négligeable et la réponse de l'amplificateur Brillouin est linéaire sur une plage de près de 50 dB limitée par le bruit de l'appareil. La résolution de l'analyseur de spectre radiofréquence est de 30 kHz

A très forte atténuation, le signal de sonde disparait dans le bruit. Pour la puissance de pompe la plus faible (12,5 dBm) le générateur est peu puissant et c'est le bruit du SRF qui limite la mesure. Pour les puissances de pompe supérieures, c'est le bruit du générateur qui limite la mesure. Quelque soit la puissance de pompe la zone de saturation n'est pas atteinte, la puissance de sonde maximale étant trop faible, on peut donc simplement conclure que la linéarité de l'amplificateur est de plus de 50 dB. C'est à notre connaissance la plus grande dynamique mesurée expérimentalement pour un amplificateur Brillouin. Cette plage de linéarité est une caractéristique à mettre à l'actif de l'amplificateur Brillouin

Conclusion

Le générateur et l'amplificateur Brillouin ont été caractérisés aux travers de mesures expérimentales de gain, de linéarité et de bande passante. La seconde partie de ce travail a été consacrée à l'étude expérimentale de la transition entre le générateur et l'amplificateur Brillouin dans un régime où la puissance de pompe est suffisamment forte pour donner lieu à un générateur puissant en l'absence de sonde. De cette manière, nous avons pu observer le transfert de l'énergie du générateur vers la sonde amplifiée et nous avons démontré que même dans un régime où un générateur est puissant, les qualités spectrales de la sonde amplifiée sont préservées quand la résonance est atteinte. Le transfert de l'énergie du générateur vers la sonde se révèle très efficace. En outre, l'amplificateur Brillouin a une dynamique très large (de plus de 50 dB). Ces propriétés rendent un tel amplificateur approprié aux applications optiques où une dynamique élevée et de fines largeurs de bande sont exigées.

REFERENCES:

[Abedin, 2005] K. S. Abedin, *Observation of strong stimulated Brillouin scattering in singlemode As2Se3 chalcogenide fiber* Opt. Express 13, 10266 (2005).

[Agrawal, 2001] G. P. Agrawal. Non linear fiber optics. Academic Press (2001).

[Atkins, 1886] G. Atkins, D. Cotter, D. W. Smith et R. Wyatt, *Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission*, Electrori. Lett. 22 (1986) 556.

[Brown-1999] Anthony W. Brown, Michael D. DeMerchant, Xiaoyi Bao, et Theodore W. Bremner, *Spatial Resolution Enhancement of a Brillouin-Distributed Sensor Using a Novel Signal Processing Method*, J. Lightwave Technol., vol. 17, pp. 1179–1183, July 1999.

[Ferreira-1994] M. F. Ferreira, J. F. Rocha, et J. L. Pinto, *Analysis of the gain and noise characteristics of fiber Brillouin amplifiers*, Opt. Quantum Electron., vol. 26, pp. 34–44, January 1994.

[Loayssa-2004] Alayn Loayssa, Rubén Hernández, David Benito, et Sonia Galech, *Characterization of stimulated Brillouin scattering spectra by use of optical single-sideband modulation*, Opt. Lett., vol. 29, pp. 638–640, March 2004.

[Mochizuki, 1985] K. Mochizuki, *Optical fiber transmission systems using stimulated Raman scattering: Theory*, J. Lightwave Technol., LT-3 (1985) 688.

[Nikles-1997] Marc Niklès, Luc Thévenaz, et Philippe A. Robert, *Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers*, J. Lightwave Technol., vol. 15, pp. 1842–1850, October 1997.

[Olsson-1987] N.A.Olsson and J.P.Van Der Ziel, *Characteristics of a Semiconductor Laser Pumped Brillouin Amplifier with Electronically Controlled Bandwidth*, J. of Lightwave technology, vol LT-5, N°1, January 1987.

[Smith, 1986] D. W. Smith, C. G. Atkins, D. Cotter, and R. Wyatt, "*Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission*" presented at OFC'86, Atlanta, GA, 1986, pap. WE3.

[Tonda-Goldstein-2000] S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.-P. Huignard, G. Charlet, et J. Chazelas, *Stimulated Brillouin scattering for microwave signal modulation depth increase in optical links*, Electron. Lett. 36, 944 (2000).

[Yao, 1997] X. S. Yao, Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, pp. 138–140, Jan. 1997.

[Yao-1997 bis] X. S. Yao, *High quality microwave signal generation using Brillouin scattering in optical fibers, Opt. Lett.*, vol. 22, no. 17, pp. 1329–1331, 1997.

Chapitre 3 :

Amplification Brillouin stimulée spectralement large dans les fibres optiques
Introduction

Les techniques d'amplification par fibre optique ont connu un développement important sous l'impulsion du secteur des télécommunications. En effet les processus d'amplification tout optique sont devenus un des pôles majeurs à l'élaboration des réseaux d'information. Les amplificateurs sont employés pour augmenter la puissance des diodes lasers accordables utilisées pour coder le signal (Power Booster), pour amplifier le signal en ligne (In Line Amplifier) ou encore comme préamplificateur avant la détection (Receiver Preamplifier). Les qualités demandées à ces amplificateurs sont une grande linéarité, une forte bande passante, de fortes puissances de sortie disponibles et un bruit bas [O'Mahony, 1990]. Si plusieurs techniques d'amplificateurs à fibre dopée terre rare, les amplificateurs à semiconducteurs ou encore ceux basés sur l'effet Raman, d'autres tels les amplificateurs paramétriques sont encore au stade de pré-développement.

Dans ce contexte, l'usage de l'effet Brillouin pour la réalisation des amplificateurs est pourtant resté assez restreint car sa faible bande passante (#30 MHz) est une limite à de nombreuses applications, en particulier dans le domaine des télécommunications qui nécessitent des bandes passantes de plusieurs centaines de GHz.

L'étroitesse de la bande de gain est néanmoins mise à profit dans certaines applications telles la réalisation de filtres (amplification sélective) dans les systèmes de télécommunication cohérente multicanaux [Smith, 1986], dans le domaine des communications micro-onde par fibre optique [Yao-1997] [Yao-1997bis] [Tonda-Goldstein-2000] ou encore pour générer des ondes millimétriques [Schneider-2004].

Une autre approche consiste à augmenter la largeur zone de gain Brillouin. Pour se faire une première méthode vise à utiliser une fibre dont la composition est inhomogène sur sa longueur [Nikles-1997]. Mais cette configuration est peu pratique et ne permet pas une augmentation de la zone de gain de plus d'un ordre de grandeur [Chraplyvy-1986] soit une largeur d'environ 150 MHz. Pour pallier à ces inconvénients une autre possibilité est de

travailler avec une pompe d'une largeur spectrale importante [Valley-1986]. Ainsi une augmentation d'un facteur 10 de la bande de gain est réalisée par modulation du laser de pompe [Olsson-1987] et plus récemment d'un facteur 100 par modulation de phase du faisceau de pompe [Tanemura-2002], atteignant ainsi des largeurs de bande de gain d'environ 2 GHz. Dans ce chapitre nous démontrons pour la première fois à notre connaissance un élargissement spectral dépassant 10 GHz par l'application d'une pompe originellement large.

L'idée de développer cet axe de recherche est issue d'une réflexion sur les atouts (Cf. Chap. 2) et les applications potentielles d'un tel amplificateur. Ainsi sans avoir pour objectif de concurrencer les amplificateurs déjà validés tels que les amplificateurs Raman ou Erbium, l'amplificateur Brillouin large bande pourrait se poser en alternative possible dans des cas spécifiques.

En effet l'expérience menée par Olsson [Olsson-1987] (bien que réalisée avec une bande passante assez faible) démontre la qualité de l'amplificateur Brillouin large bande (ABLB) dans la configuration « d'amplificateur en ligne » par une expérience de transmission d'information (90Mbit/s), et prévoit des rendements (puissance de pompe/gain) supérieurs aux amplificateurs Raman pour des largeurs spectrales allant jusque 20 GHz. L'amplificateur présente également l'avantage d'offrir une bande passante de largeur modulable (contrairement à l'amplificateur Raman), un usage flexible à différentes longueurs d'onde et ne nécessite pas l'utilisation de fibres spéciales.

L'amplificateur Brillouin peut également présenter un intérêt considérable dans le domaine des filtres sélectifs en fréquence pour les réseaux WDM [Sadot-1998]. En effet malgré des efforts de recherche importants, les composants couramment utilisés (incluant Fabry-Perrot, réseau de Bragg, Mach-Zender, acousto-optique) semblent avoir de grandes difficultés à produire des filtres avec des bandes passantes inférieures à 10 GHz [Tanemura-2002].

De récentes expériences ont démontré la possibilité de contrôler la vitesse de groupe d'un pulse optique se propageant dans une fibre optique en utilisant l'amplification Brillouin [Song, 2005]. Malheureusement la faible bande passante de la zone de gain Brillouin limite la largeur des pulses pouvant être traités. L'utilisation d'un amplificateur large bande ouvre donc la possibilité de développer des routers tout optique ultra rapide [Herraez, 2006]. Enfin on peut citer d'autres applications possibles telles la génération d'ondes millimétriques [Schneider-2004].

Nous entamerons ce chapitre en présentant les détails de la réalisation d'une pompe spectralement large. En plus de sa largeur, cette pompe doit répondre au cahier des charges suivant : largeur ajustable et densité spectrale de puissance suffisante pour déclencher le régime stimulé de la diffusion Brillouin. Afin d'y répondre et après une étude des différentes options technologiques possibles, notre choix se porte sur une réalisation originale à partir d'une source ASE, d'un amplificateur Erbium et d'un réseau de Bragg. La largeur de ce dernier fixe la largeur de la pompe.

Grâce à ce dispositif, l'amplification Brillouin sur des largeurs de 5 GHz (et plus) est prouvée. Avec une largeur de 5 GHz, l'amplificateur est expérimentalement caractérisé : gain (10dB), linéarité, influence de la polarisation, bruit. Conformément au modèle cohérent à 3 ondes, aucune interaction longue portée n'est constatée [Stepien, 2002]. En particulier, il est vérifié qu'aucune interaction longue distance (spectrale) n'apparaît entre la pompe et la sonde.

Des problèmes se posent par contre pour augmenter le niveau du gain de l'amplificateur car la pompe s'élargit sous l'action d'autres effets non-linéaires au cours de sa propagation dans la fibre. De plus, des difficultés apparaissent pour élargir la zone de gain. En effet, l'amplification Brillouin large bande est caractérisée par une zone de gain décalée d'environ 11 GHz vers le rouge par rapport à la pompe, ainsi lorsque la pompe atteint les largeurs spectrales 11 et 22 GHz, il apparaît des difficultés supplémentaires qui sont respectivement la réamplification de la rétrodiffusion Rayleigh de la pompe et le recouvrement des zones de gain et de déplétion. Ces complications limitent les performances de l'amplificateur. Le cas de bandes passantes plus larges que 5 GHz est discuté puis caractérisé avec des pompes de largeurs 10 et 33 GHz.

I. Passage en pompe large : discussion

La technique retenue afin de réaliser l'amplificateur Brillouin large bande est d'utiliser une pompe large et dense spectralement. Dans ce cas, des études théoriques [Valley-1986] prévoient un comportement de l'amplificateur similaire à l'amplificateur Brillouin classique (pompe fine). La condition de résonance sur la sonde est moins stricte car la largeur de la zone de gain est le produit de convolution du profil de pompe avec le profile de la zone de gain en pompe fine (largeur intrinsèque) [Valley-1986]. Dans le cas d'une pompe de profil Lorentzien de largeur Δv_p , le gain Brillouin, est toujours donné par l'équation (2-2), mais réduit [Lichtman, 1987]:

$$g'_{B} = \frac{g_{B}}{1 + \frac{\Delta v_{p}}{\Delta v_{B}}}$$
3-1

Le facteur de réduction signifie simplement que l'énergie ne peut être pompée que dans la largeur homogène Brillouin, c'est-à-dire dans notre cas environ 20 MHz. On s'attend ainsi, pour une largeur de pompe de 5 GHz, à une diminution du gain de 2 ordres de grandeur. Il est donc nécessaire d'utiliser une pompe puissante et de grandes longueurs de fibre afin de compenser la perte de gain.

En plus de la diminution du gain de l'amplificateur un certain nombre de problèmes supplémentaires se posent. La première difficulté apparaît lorsque la largeur spectrale de la pompe *B* (ou encore, ce qui revient au même, de la zone de gain) atteint la largeur du décalage Brillouin Δ (ici $\Delta = 10,8GHz$). A partir de cette limite, une partie de la rétrodiffusion Rayleigh est amplifiée par effet Brillouin. La seconde complication se présente lorsque la largeur spectrale de la pompe atteint 2 Δ . Alors, les zones de gain et de déplétion créées par la pompe se recouvrent. Quand la largeur de la zone de gain sera inférieure à Δ on parlera de zone de gain large bande et quand elle dépassera Δ on parlera d'élargissement « extra-large ».

De manière à décomposer les problèmes, il est indispensable de caractériser dans un premier temps l'amplificateur Brillouin en pompe large, puis en pompe « extra-large ».

Comme nous le verrons dans la partie suivante (Cf. Chap. 3, II), nous disposons pour cela d'une pompe de 2W dont la largeur est ajustable en fonction de la largeur du réseau employé. Les largeurs des trois réseaux sont de 5, 10 et 33 GHz. Ainsi, le travaille en pompe large peut être réalisé avec les deux premiers réseaux ($B \le \Delta$). Néanmoins, de manière à obtenir le maximum de densité de puissance la caractérisation est effectuée avec une largeur de 5 GHz.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous présenterons rapidement les résultats obtenus avec les pompes de 10 et de 33 GHz. La caractérisation de l'amplificateur 10 GHz permet de confirmer les résultats obtenus avec 5 GHz. Par contre si l'amplification « extralarge » est démontrée, sa caractérisation est rendue très difficile faute d'une densité de puissance de pompe suffisante.

II. Réalisation d'une pompe spectralement large

Pour passer à l'amplification en pompe large, la première étape est la réalisation proprement dite de cette pompe. Celle ci doit répondre à un cahier des charges bien spécifique: elle doit être large spectralement, de largeur modulable et puissante (>1W). Pour répondre au mieux à ces attentes, différentes options technologiques sont analysées. Ainsi différents candidats sont mis en concurrence: le laser Raman, les diodes de puissance multimodes, le laser femto seconde et l'amplificateur Erbium de puissance.

Notre choix s'est porté sur cette dernière technologie et la manière de l'utiliser pour réaliser la pompe est détaillée. La méthode consiste à partir d'une source Erbium d'émission spontanée amplifiée (ASE) filtrée une première fois par un filtre accordable de largeur d'environ 1 nm, puis par un réseau de Bragg en réflexion. Le signal est ensuite injecté dans un amplificateur Erbium de puissance. Le choix de la largeur du réseau de Bragg fixe la largeur de la pompe. La pompe utilisée dans les expériences est de 1W dans 5GHz, centrée sur 1550 nm et non polarisée comme nous le verrons par la suite.

1. Cahier des charges

La pompe doit se révéler pratique pour une utilisation en laboratoire et n'a pas forcément vocation industrielle. On soustrait donc du cahier des charges des aspects tels la robustesse, la facilité de réalisation ou encore le coût, du moins pour les études.

L'hypothèse de départ est de travailler avec une pompe de plusieurs GHz et de largeur aisément modulable. On souhaite en effet pouvoir employer des largeurs spectrales de pompe inférieures et supérieures au décalage Brillouin (10,8 GHz), car pour des largeurs supérieures apparaît le problème de l'amplification de la rétrodiffusion de pompe (diffusion Rayleigh), puis de recouvrement des zones de déplétion et de gain.

La densité spectrale de la pompe doit être suffisante pour exciter l'effet Brillouin. Au moins de 0,1W/GHz si on travail avec une fibre de 8km et que l'on désire un gain de 5 dB.

2. Choix de la technologie employée pour réaliser la pompe : avantages et inconvénients

Le Laser Raman offre des densités de puissance suffisantes et des largeurs spectrales importantes. De plus, il peut être généré sur toute la bande passante de la fibre optique. Par contre, la largeur étant difficilement modulable, le laser Raman n'est pas un candidat idéal pour les tests en laboratoire. En revanche, il se révélera éventuellement être un candidat de choix une fois les paramètres de pompe ajustés.

Un **laser femto seconde** pourrait être une pompe originale. En effet, la bande spectrale de ces lasers est comparable à celle des amplificateurs traditionnels, soit quelques dizaines de nanomètres. Malheureusement les puissances disponibles ne dépassant pas quelques Watt, la

densité spectrale de puissance reste faible. De plus, les puissances crêtes étant très importantes de nombreux phénomènes peuvent intervenir dans la fibre. Enfin, la mise en place d'un tel système est délicate.

Les **diodes laser de puissance multimode**, dont le spectre est composé de plusieurs modes longitudinaux séparés en fréquence sont inadaptées à l'expérience car elles ne produiraient pas une zone de gain plate [Valley-1986]

L'Amplificateur Erbium de puissance se révèle un candidat pratique lors des tests pour réaliser la pompe large bande. Nous montrons par la suite comment nous utilisons de manière originale cette technologie pour réaliser la pompe modulable.

3. Source large réalisée à partir d'un amplificateur Erbium

On part d'une source d'émission spontanée ASE d'une puissance de 5 dBm et d'une largeur spectrale de 30 nm (soit 3750 GHz). Sa densité de puissance est donc faible. On prélève de cette source grâce à un filtre accordable d'une bande spectrale de 125 GHz que l'on injecte dans un premier amplificateur Erbium (15 dBm). Ainsi en sortie on obtient un faisceau d'une puissance de 15 dBm répartie sur 125 GHz (figure 3-1).

Grâce à un circulateur, on utilise un réseau de Bragg de 5GHz en réflexion. Avec les pertes dans le circulateur et les pertes lors de la réflexion sur le réseau, la puissance obtenue en sortie est de -5 dBm répartie sur 5 GHz ce qui est suffisant pour injecter l'amplificateur de puissance 2W.



Figure 3-1 : Schéma du montage expérimental permettant la réalisation d'une pompe large spectralement, de largeur modulable et puissant. ASE : émission spontanée amplifiée. Ampli Er : amplificateur à fibre dopée Erbium

Le préamplificateur (ici l'amplificateur Erbium de 15 dBm) sert à injecter suffisamment de puissance dans l'amplificateur Erbium de puissance de manière à ce qu'il fonctionne en régime saturé. On dispose alors de toute la puissance de l'amplificateur dans la bande spectrale qui nous intéresse et le bruit ASE est fortement diminué, comme le montre la Figure 3-2).



Figure 3-2 : Spectre optique en dBm/nm de la sortie de l'amplificateur Erbium de puissance, centré sur 1546 nm et sur un intervalle spectral de 50 nm, la résolution est de 0,01 nm. La courbe blanche présente le bruit ASE de l'amplificateur lorsqu' aucun signal n'est injecté en entrée. Pour la courbe jaune, l'amplificateur Erbium est injecté par un signal centré sur 1550 nm, d'une largeur de 5 GHz et d'une puissance de -5 dBm. Le bruit ASE est drastiquement réduit et la dynamique sur la pompe est de 30 dB.

De plus, un changement de réseau de Bragg permet un changement rapide de la largeur de la pompe. Un réglage de la puissance d'alimentation de l'amplificateur Erbium de puissance permet une réduction de la puissance de pompe sans aucune incidence sur la largeur spectrale. Nous disposons de 3 réseaux de Bragg qui nous permettent de réaliser des pompes de 5, 10 et 33 GHz.

La source ASE utilisée étant non polarisée, la pompe est également non polarisée. Elle peut être polarisée à l'aide d'un cube polariseur placé après la source ASE sans perdre sur la puissance finale. Un étirement du réseau permet d'accorder finement et continûment la longueur d'onde centrale de la pompe. Ainsi l'amplificateur Brillouin peut être utilisé comme filtre ajustable dans un réseau de télécom : une bande de fréquences sélectionnées est amplifiée alors que le reste du spectre est progressivement atténué dans la fibre [Chraplyvy-1986].

En conclusion, nous avons réalisé une pompe centrée sur 1550 nm, puissante, de largeur ajustable et sans polarisation privilégiée. Nous allons maintenant présenter le dispositif expérimental à l'intérieur duquel cette pompe est incorporée afin d'étudier l'amplification Brillouin large bande.

III. Le dispositif expérimental

Cette partie présente le montage expérimental réalisé afin de démontrer et caractériser l'amplification Brillouin large bande. Une attention particulière est portée sur les points sensibles de sa réalisation, tels que le choix du coupleur pour extraire la sonde amplifiée ou les précautions employées afin de minimiser certaines réflexions.

Le montage expérimental est schématisé Figure 3-3). La source utilisée pour la sonde est une diode en cavité étendue émettant autour de 1550nm et dont la polarisation est rectiligne. (C'est la diode utilisée dans le chapitre précédent). Afin de permettre une analyse radiofréquence de la sonde amplifiée, le faisceau de sonde passe, comme au chapitre précédent, au travers d'un modulateur électro-optique (MEO). Ce dernier, piloté par un synthétiseur 1 GHz, module le faisceau optique à fréquence fixe Ω . En sortie, la sonde admet 3 composantes spectrales centrées sur 1550 nm et distantes entre elles de la fréquence de modulation Ω (Cf. Figure 2-2). Nous négligerons par la suite les effets des harmoniques suivantes qui ont un poids beaucoup plus faible. La sonde passe ensuite par un contrôleur de polarisation avant d'être envoyée via un circulateur dans une bobine de fibre standard de longueur modulable (2, 4, 8 ou encore 40 km). Ce circulateur fait également office d'isolateur pour protéger la diode laser et permet de récupérer le signal de la pompe après son passage dans l'amplificateur sur le bras 3 en vu d'analyses.



Figure 3-3 : Dispositif expérimental. ECDL : diode laser en cavité étendue. EOM :
Modulateur Electro-optique. EDFA: amplificateur à fibre dopée Erbium. PC: contrôleur de polarisation. Att Var : atténuateur variable. OSA : analyseur de spectre optique. MSA: analyseur de spectre radiofréquence. OSC : oscilloscope.

La réalisation de la pompe est décrite dans la partie précédente (Cf. Chap. 3, II). Sa puissance est de 2 W et sa largeur spectrale est ajustable en fonction des réseaux disponibles (5, 10 ou 33GHz). Elle est injectée dans la fibre via un coupleur 90/10. Ce dernier est indispensable afin d'extraire le générateur Brillouin et/ou la sonde amplifiée (bras 3). 90% de la puissance de pompe passe dans la bobine (bras 1) et le reste de l'énergie (bras 2) est envoyée dans un système visant à minimiser les retours (< -70 dB) de puissance vers le système de détection. Grâce à ce dispositif, la puissance de pompe directement réfléchie dans le système de détection et qui est nuisible car source de bruit, reste inférieure à -40 dBm.

Un montage optionnel consiste à placer sur le bras 2 du coupleur un atténuateur variable suivi d'un connecteur PC. Ce dernier agit comme un miroir dont la réflexion est de - 14,5 dB. Ce dispositif permet donc en variant le taux d'atténuation de faire varier la puissance de pompe réfléchie et donc de connaître son influence. (Cf. Chap. 3, IX)

C'est pour réduire le bruit dû aux réflexions de la pompe que l'utilisation d'un coupleur est préférée à celle d'un circulateur pour extraire la sonde amplifiée et ceci malgré les pertes importantes qu'il impose sur la sonde avant détection (-10 dB). En effet, les circulateurs dont nous disposons présentent un taux de fuite trop important (>-50 dB) entre leurs différents ports. Ainsi, une partie de la puissance de pompe (-20 dBm) serait directement envoyée vers le système de détection et serait source de bruit. En vu d'une application de l'amplificateur Brillouin, le meilleur candidat afin d'introduire la pompe est un circulateur car il induit peu de pénalité sur la puissance de sonde, mais il doit idéalement posséder un taux de fuite inférieur à -80 dB (celui-ci devra également être insensible à la polarisation).

L'analyse :

En sortie de coupleur l'analyse de la sonde amplifié est réalisé simultanément à l'OSA et au SRF, ou encore en temps réelle à l'aide d'une photodiode. L'analyse de la pompe après passage dans l'amplificateur est réalisée à l'OSC.

La polarisation :

Le faisceau de sonde est polarisé rectilignement et la pompe est par défaut non polarisée. Elle peut le devenir en plaçant après la source ASE (Cf. Figure 3-1) un cube polariseur sans pénalités sur la puissance disponible. Le contrôleur de polarisation placé sur le chemin de la sonde avant la bobine, permet de maximiser le recouvrement des états de

polarisation de la pompe et de la sonde. Lorsque la pompe est non polarisée l'effet du contrôleur de polarisation est nul mais son action devient déterminante dans le cas d'une pompe rectilignement polarisée.

Des précautions : minimiser et maîtriser les réflexions

Toute réflexion de la pompe vers le système de détection vient s'ajouter au signal détecté et doit être vu comme une source de bruit pour l'amplificateur. Ces réflexions se produisent principalement sur l'extrémité du bras 2 du coupleur de sortie. (Coupleur qui vise à introduire la pompe dans la bobine et à extraire le signal de sonde.)

Cependant il existe d'autres sources de réflexion. Les connexions entre le coupleur et la bobine ou encore entre la bobine et le circulateur, de type APC (Angle Polish Connector) sont sensées introduire des réflexions extrêmement faibles (<-65 dB). Pourtant des impuretés présentes sur les faces de chaque connecteur peuvent augmenter très largement ce taux de réflexion. Des défauts dans la structure de la bobine peuvent également être source de réflexions. Enfin, la pompe se réfléchit sur l'entrée 3 du circulateur.

Il convient de minimiser ces réflexions, mais également de les maîtriser faute de quoi le bruit de l'amplificateur devient aléatoire car il devient sensible à la qualité d'une connexion ou au mauvais nettoyage d'un connecteur. Grâce à l'utilisation d'un réflectomètre et par la réalisation d'un montage adapté sur l'extrémité du bras 2 du coupleur de sortie (que nous détaillerons en Chap. 3, IX), il est possible de parvenir à des taux de réflexions inférieurs à -80 dB avec une très bonne reproductibilité.

IV. Premiers résultats expérimentaux : générateur et amplificateur Brillouin large bande. Discussion

Cette partie introduit les premiers résultats obtenus à l'aide du réseau 5 GHz. Le choix d'une telle largeur n'est pas arbitraire, car comme nous l'avons précisé (Cf. Chap. 3, I), il permet de simplifier l'étude de l'amplificateur en décomposant les problèmes. Ainsi, nous avons opté pour une pompe de la largeur inférieure au décalage Brillouin (10,8 GHz) car audelà les problèmes de réamplification de la rétrodiffusion Rayleigh et le recouvrement des zone d'amplification et de déplétion apparaissent. Enfin le choix d'une densité de puissance de pompe la plus importante possible oriente le choix vers le réseau 5 GHz. Par la suite, toute la caractérisation est réalisée avec cette largeur spectrale, et les pompages à 10 et 33 GHz seront étudiés dans la partie (Chap. 3. XI).

Dans un premier temps, nous observons le générateur Brillouin et discutons son spectre, puis nous démontrons pour la première fois à notre connaissance l'amplification Brillouin sur une largeur de 5 GHz.

Le générateur Brillouin :

La Figure 3-4) et la Figure 3-5), zoom de la précédente, présentent la rétrodiffusion de pompe à l'OSA pour une bobine de 4 km et une puissance de pompe de 1W. La composante centrale est due à la rétrodiffusion Rayleigh et aux réflexions de Fresnel produites par les connecteurs. Elle est centrée à 1550 nm et sa largeur spectrale est de 5 GHz. La composante décalée de 10,8 GHz vers le rouge est le générateur. Sa largeur spectrale est identique à celle de la pompe. Une sonde placée dans cette zone est amplifiée.



Figure 3-4 : rétrodiffusion de pompe à l'OSA. La pompe est d'une puissance de 1 W et d'une largeur de 5 GHz, la bobine est de 8 km. Au centre de la figure, la rétrodiffusion Rayleigh de la pompe (ou réflexions). Décalé vers le rouge, le générateur Brillouin est d'une largeur de 5 GHz. La résolution spectrale est de 2 GHz.

On observe également des ailes de part et d'autre du signal. Celles-ci ne sont pas dues à la rétrodiffusion Rayleigh mais à un effet non linéaire. Ce phénomène sera discuté plus loin. D'autre part, on observe une perte de puissance sur ces ailes sur une plage de 5 GHZ, décalée de 10,8 GHz vers le bleu par rapport à la composante Rayleigh. Cette zone de déplétion est due à l'effet Brillouin. En effet dans cette plage l'énergie de rétrodiffusion est transférée à la pompe via le couplage Brillouin.



Figure 3-5 : rétrodiffusion de pompe à l'OSA, zoom de la figure précédente. La pompe est d'une puissance de 1 W et d'une largeur de 5 GHz, la bobine est de 8 km. Au centre de la figure, la rétrodiffusion Rayleigh de la pompe (ou réflexions). Décalé vers le rouge, le générateur Brillouin est d'une largeur de 5 GHz. La résolution spectrale est de 2 GHz. Zoom de la figure 3-4.

Une première expérience d'amplification :

Une sonde de 1 mW modulée en intensité à 150 MHz est maintenant injectée dans la zone de gain. La configuration de l'amplificateur est légèrement modifiée car la zone de gain est ici une bobine de 8 km de manière à obtenir un gain plus important. La Figure 3-6) compare la sonde en présence et en absence de pompe à l'OSA. La résolution de ce dernier, 2 GHz, ne permet pas de résoudre les différentes composantes spectrales de la sonde, c'est donc le gain global qui est mesuré. Il est de 9,4 dB pour une bande passante de 5 GHz.



Figure 3-6 : Spectre de la sonde en présence et en absence de pompe à l'OSA. La résolution est de 2 GHz et la caractérisation est réalisée sur une plage de 1,2 nm autour de 1550 nm

Remarque sur la mesure du gain :

• Mesure à l'OSA : comme présenté Figure 3-6 elle permet une lecture directe de gain total sur la zone. Elle permet également de distinguer les composantes de bruit dues à la rétrodiffusion Rayleigh et au générateur.

• Mesure au SRF : la caractérisation de l'amplificateur peut également se faire par une mesure au SRF car le faisceau de sonde est modulé (150 MHz). Il est à noter que le spectre de puissance centré sur la fréquence de modulation est le résultat du battement des 2 bandes latérales de modulation avec la porteuse. Le gain mesuré au SRF est donc deux fois plus important que le gain de chacune des 3 composantes (gain réel). Cette mesure permet une résolution plus fine que celle obtenue à l'OSA (la résolution de l'appareil dans l'expérience

ci-dessous est de 3 kHz). Par contre elle ne permet pas de distinguer le bruit de rétrodiffusion Rayleigh et Brillouin

Mesure de la largeur de la zone de gain :



Figure 3-7 : Amplification de la sonde en fonction de sa longueur d'onde. La mesure de la puissance de sonde est réalisée au SRF avec une résolution de 3 kHz. L'expérience est réalisée pour une zone de gain de 8 km.

La Figure 3-7) rapporte la puissance du signal de sonde au SRF (à 150 MHz) en fonction de la longueur d'onde de la sonde. La zone de gain est ici une bobine de 8 km. La sonde est balayée sur une plage s'étalant sur 4 fois le décalage Brillouin (# 44 GHz) autour de la fréquence centrale de pompe.

Décalé de 10,8 GHz vers le rouge, sur une zone de 5 GHz de large, la sonde est amplifiée (gain réel) de 9,4 dB. Enfin, décalée de 10,8 GHz vers le bleue et sur une largeur de

5 GHz, la sonde est déplétée de 9 dB. Dans ce dernier cas, c'est la sonde qui fournit par effet Brillouin de l'énergie à la pompe.

L'amplification large bande est ainsi démontrée. Nous allons à présent caractériser cet amplificateur en termes de linéarité, de dynamique et de bruit.

V. Dynamique de l'amplificateur

La plage de puissance de sonde sur laquelle le gain reste constant est appelée « plage de linéarité de l'amplificateur ». C'est une caractéristique essentielle et nous présentons ici une mesure expérimentale de la linéarité de l'amplificateur Brillouin large bande.

Problème expérimental et choix de la méthode de détection :

A faible puissance de sonde en entrée d'amplificateur, cette dernière bien qu'amplifiée reste faible par rapport à la puissance du générateur et par rapport à la rétrodiffusion Rayleigh. Les mesures à l'OSA s'avèrent inopérantes car leurs résolutions trop large ne permettent pas de faire sortir le signal de sonde du bruit. Ainsi, la mesure est réalisée au SRF avec une résolution au kHz. Pour ce faire le faisceau de sonde est modulé à 4 MHz, valeur suffisamment faible devant 30 MHz pour approximer la sonde à 1 seule composante spectrale. Ce qui revient à dire que la résolution du Brillouin est d'environ 30 MHz.

Résultats de l'expérience :

La Figure 3-8) présente la linéarité de l'amplificateur pour une longueur de fibre de 8 km. La puissance de sonde en entrée d'amplificateur est progressivement atténuée pour passer de 0 dBm à -60 dBm par pas de 1 dB et la puissance de sonde en sortie d'amplificateur est reportée en fonction de l'atténuation appliquée. La courbe inférieure présente la puissance de sonde en absence de pompe et la courbe supérieure en présence d'une pompe de 31,5 dBm.

En l'absence de pompe : A très faible puissance de sonde, le signal est perdu dans le bruit de l'appareil. Puis à partir de -35 dBm, la puissance mesurée augmente linéairement en fonction de la puissance de sonde appliquée en entrée.

Après amplification : A très faible puissance de sonde, le signal est perdu dans le bruit de l'appareil et en sort à partir de -45 dBm. L'amplification permet donc ici de sortir le signal du bruit. En effet, un gain de 10 dB est réalisé sur la limite de détection. Puis, de -45 dBm à -10 dBm la mesure donne un gain constant de 10 dB. Enfin à plus forte puissance de sonde, le gain diminue, la saturation est atteinte.



Figure 3-8 : La figure présente la sonde en sortie d'amplificateur en absence de pompe et en présence d'une pompe de 31,5 dBm. La linéarité de l'amplificateur s'observe sur une dynamique de 45 dB

On peut donner grâce à cette mesure une limite inférieure de 45 dB pour la dynamique de l'amplificateur. La dynamique de l'amplificateur est par conséquent très large et peut être avantageusement comparée à celle par exemple d'amplificateur terre rare. Par contre le gain de l'amplificateur est reste faible et dans la partie suivante nous nous efforcerons de déterminer les paramètres permettant son augmentation.

VI. Vers une augmentation du gain : influence de la puissance de pompe et de la longueur de fibre

Le gain démontré dans la partie précédente (10 dB) est relativement faible en comparaison des gains de 30 dB couramment atteints par les amplificateurs Erbium ou Raman présents dans le commerce. De plus, ce gain déjà faible diminue lorsque la bande passante de l'amplificateur est augmentée. Néanmoins, l'amplificateur Brillouin en pompe fine offre des gains de plus de 30 dB, il est donc *a priori* permis d'atteindre de telles performances avec une pompe d'une largeur de 5 GHz. Il s'agit de déterminer les paramètres permettant de varier le gain.

En suivant le modèle à 3 ondes, on s'attend à voir le gain varier linéairement en fonction de la puissance de pompe et de la longueur du milieu amplificateur. Détaillons cidessous l'influence de ces paramètres.

La longueur de fibre :

Pour réaliser une étude de l'influence de la longueur de fibre sur le gain nous ne disposons que de bobines de 2, 4, 8 et 40 km. Des mesures montrent que le gain augmente linéairement en fonction de la longueur du milieu amplificateur quand on passe de 2 à 8 km et pour une puissance de pompe de 31,5 dBm conformément au résultat du modèle à trois ondes (Cf. Chap. 1)

Avec 40 km de fibre et pour une puissance de 31,5 dBm un très fort élargissement de la pompe est observé. En sortie de fibre celle-ci atteint 100 GHz. Ce phénomène d'élargissement que nous n'avons pas constaté en pompe fine est mis au compte du mélange à 4 ondes. De cet élargissement, il résulte une pompe à la densité de puissance de plus en plus

faible au cours de sa propagation et d'un gain qui peine à augmenter avec la longueur de fibre. Ainsi pour une bobine de 40 km, le gain est de 11 dB, ce qui compense juste les pertes de la fibre et peut au mieux être utilisé comme filtre sélectif de fréquence dans un réseau telecom. Il existe un point optimal de fonctionnement entre 8 et 40 km, mais l'augmentation de gain par ce biais est faible (inférieure à 2 dB).

Augmentation de l'intensité de pompe :

Cette solution présente la même limite que celle visant à augmenter la longueur de fibre. En effet l'élargissement spectral de la pompe augmente exponentiellement en fonction de la puissance de pompe. Cette augmentation de l'intensité dans la fibre peut se réaliser de 2 manières :

Augmentation de la puissance de pompe : la puissance maximale disponible est de 31,5 dBm. C'est la puissance employée lors des expériences précédentes et elle offre un gain de #10 dB pour une longueur de fibre de 8 km. Dans notre cas il nous est donc interdit d'explorer à plus forte puissance faute d'une source plus puissante.

- Diminution de la taille du cœur de la fibre : à puissance égale, le gain est inversement proportionnel au carré du cœur effectif de la fibre. Le milieu amplificateur peut donc être avantageusement remplacé par des fibres à diamètre effectif plus petit : ainsi des fibres DSF ou encore de la fibre photonique faible cœur [Zou, 2003].

Modification du milieu amplificateur :

Le coefficient de gain Brillouin peut être exalté en modifiant les composants de la fibre. Ainsi Abedin obtient dans une fibre calcogénure une augmentation de 2 ordres de grandeur du coefficient de gain Brillouin [Abedin, 2005]. (Le diamètre de cœur de la fibre est 30 % plus faible que pour une fibre SMF standard.)

Conclusion

L'élargissement de la pompe par mélange à 4 ondes présente une limite à l'augmentation du gain de l'amplificateur Brillouin large bande par l'augmentation de l'intensité de la pompe et de la longueur de fibre. Par contre il est possible d'exalter le gain par modification du milieu amplificateur. C'est ce que présentent des résultats récents utilisant des fibres calcogénures aux coefficients de gain Brillouin nettement plus importants que dans les fibres standard.

VII. Influence de la polarisation

La faible sensibilité d'un amplificateur à la polarisation d'entrée de la sonde est couramment considérée comme un atout dans le domaine telecom [O'Mahony, 1990]. En revanche un amplificateur fortement polarisé peut être utilisé en vu de sélectionner une direction de polarisation privilégiée.



Figure 3-9 : Influence de la polarisation. Le graphique présente la puissance de la sonde en sortie d'amplificateur en fonction du temps. La pompe est polarisée à l'aide d'un cube. Dans un cas, courbe noire, la direction de polarisation est fixe (cube polariseur fixe). Dans l'autre, courbe rouge, tous les états de polarisation sont décrits au cours du temps. Dans ce dernier cas, les fluctuations du gain atteignent 15 %

La forte sensibilité de l'amplificateur Brillouin en pompe fine présentée au chapitre 2, laisse prévoir un comportement similaire pour l'amplificateur Brillouin en pompe large. Or, une première mesure nous donne une dépendance vis-à-vis de la polarisation inférieure à 0,5 %. Pour comprendre ce résultat il faut revenir à la construction de la pompe. Cette dernière est fabriquée à partir d'une source ASE qui ensuite injecte un amplificateur Erbium. Hors cette source ASE est non-polarisée (mélange statistique de tous les états de polarisation), ce qui explique la très faible dépendance observée.

Dans le cas où un cube polariseur est placé avant l'entrée de l'amplificateur Erbium de puissance permet d'obtenir une pompe polarisée rectilignement. Afin de caractériser l'influence de la polarisation sur le gain le cube est tourné continuellement et le gain varie alors de 15 %, comme le présente la Figure 3-9), ce qui est adéquation avec le résultat attendu.

VIII. Interactions à longues portées

Selon le modèle cohérent à 3 ondes, chaque composante spectrale de la pompe est à l'origine d'une zone de gain homogène décalée de 10,8 GHz et d'une largeur d'environ 20 MHz. Dans le cas d'une pompe au spectre continu et large, les zones de gain se recouvrent et forment une zone de gain élargie et inhomogène. L'énergie transférée de la pompe vers une sonde (fine) ne peut provenir que d'une zone homogène. Il s'agit pour nous de corroborer expérimentalement le modèle en vérifiant qu'aucune interaction à plus longue portée n'intervient dans l'amplificateur.

Pour ce faire on veut réaliser une expérience du type « pompe - sonde » dans un milieu atomique à 2 niveaux d'énergie. Deux diodes laser doivent alors être utilisées : l'une suffisamment puissante Sp (Sonde Puissante) pour être en régime de saturation joue le rôle de la « pompe », l'autre de puissance faible Sf (Sonde Faible) pour être en régime linéaire joue le rôle de la « sonde ». Cette dernière est balayée en longueur d'onde dans la zone de gain de l'amplificateur en absence de Sp, le gain est mesuré. Puis Sp est placé au cœur de la zone de gain de l'amplificateur et Sf est à nouveau balayée. L'interaction des deux sondes via l'amplification Brillouin se traduira alors par une perte de gain sur la sonde Sf.

Lorsque la distance spectrale séparant les 2 sondes est supérieure à la résolution de l'OSA (2 GHz) cette configuration est utilisée comme décrit précédemment. L'absence d'interaction est alors vérifiée.

Par contre pour descendre en dessous de 2 GHz, la configuration choisie pour réaliser cette expérience est légèrement différente de celle décrite ci-dessus. Elle utilise une diode unique modulée en intensité sinusoïdalement à l'aide d'un MEO. Le faisceau est alors composé de bandes latérales et d'une porteuse distantes entres elles spectralement d'une fréquence égale à la fréquence de modulation (Figure 2-2). On s'arrange pour obtenir une porteuse puissante (régime de saturation pour l'amplificateur) et des bandes latérales de faible

puissance (régime linéaire). Il suffit alors de placer la porteuse au centre de la zone de gain de l'amplificateur et de balayer la fréquence de modulation pour obtenir une expérience équivalente à celle comportant 2 diodes laser.



Figure 3-10 : Interactions dans l'Amplificateur Brillouin large bande: gain sur la sonde en fonction de la fréquence de modulation. La pompe est d'une puissance de 31,5 dBm et la bobine d'une longueur de 8 km. La fréquence de modulation est balayée de 1 MHz à 200 MHz. Le gain sur la sonde est atténué dans une zone s'étalant de 1 MHz à environ 20 à 30 MHz. Au delà le gain reste constant.

La pompe est d'une puissance 31,5 dBm et la bobine d'une longueur de 8 km. La sonde est composée d'une porteuse d'une puissance de 25 mW et centrée dans la zone de gain de l'amplificateur. Les bandes latérales de 2^{nde} harmonique sont d'un poids de 25 dB plus faible que la porteuse. Enfin les bandes latérales de 3^{ème} harmonique étant d'un poids de 10 dB inférieur aux précédentes, leurs effets seront négligés par la suite. Le MEO étant piloté par un synthétiseur 1 GHz. La mesure du gain est réalisée au SRF en mesurant la puissance du signal en fonction de la fréquence de modulation.

La Figure 3-10) présente le gain sur la sonde en fonction de la fréquence de modulation après et avant passage dans l'amplificateur Brillouin. La fréquence de modulation est balayée de 1 MHz à 200 MHz. On observe que le gain sur la sonde est atténué dans une zone s'étalant de 1 MHz à environ 20 à 30 MHz et reste contant à 0,5 dB près de 30 MHz à 200 MHz. Par ailleurs, bien que la Figure 3-10 ne présente pas le niveau de gain de 200 MHz à 1 GHz, nous avons vérifié que celui ci reste constant à 0,5 dB près.

Il est donc vérifié qu'il n'existe pas d'interaction de 30 MHz à 1GHz puis au delà de 2GHz. Conformément à la théorie, il n'existe aucune interaction au delà de la zone de gain homogène dans l'amplificateur Brillouin large bande

IX. Réduction et maîtrise des réflexions de Fresnel

Au cours des expériences d'amplification Brillouin large bande nous avons constaté dans la rétrodiffusion de pompe une variation aléatoire de la composante Rayleigh d'une expérience à une autre. Cette variation est mise au compte de réflexions de Fresnel variant de manière aléatoire d'expérience en expérience. Ces réflexions doivent être maîtrisées et réduites car elles sont sources de bruit pour l'amplificateur. En effet, si en principe, dans le cas où la zone de gain (que l'on nommera *B*) est inférieure au décalage Brillouin Δ on peut toujours de manière théorique filtrer la composante Rayleigh-Fresnel. En pratique, il est beaucoup moins aisé de le réaliser car l'écart entre la pompe et la zone de gain est faible. Et ceci est d'autant plus vrai que la pompe est large. De plus dans le cas où $B \ge \Delta$, il est alors impossible de filtrer et une partie de la composante Rayleigh-Fresnel risque d'être amplifiée par effet Brillouin.

Nous allons donc tout d'abord énumérer les sources possibles de ces réflexions et pour chacune d'entres elles tâcher de la minimiser. Puis nous nous attacherons à déterminer à partir de quels taux le système de détection est sensible au bruit ajouté par réflexion. En effet pour des taux suffisamment bas, le bruit Rayleigh ou encore le bruit du générateur sont dominants et le bruit ajouté par réflexion de Fresnel peut être négligé. Afin de réaliser cette étude un dispositif permettant la variation du taux de retour de la pompe vers le système de détection est mis en place.

Les sources de réflexions :

Le problème de propreté des connecteurs est à l'origine de réflexions aléatoires au niveau des connexions APC/APC (pour Angle Polish Connector). Celles-ci interviennent entre le bras 3 du coupleur et la bobine et entre la bobine et le circulateur (Cf. Figure 3-3). En effet, la position sur le connecteur des impuretés ainsi que leur compositions (graisse, poussière, résidus de papier optique, résidus d'acétone ou d'isopropanol...) étant aléatoires le taux de réflexion devient lui aussi aléatoire.

Les connexions APC sont données pour être inférieures à -65 dB quand les connecteurs sont propres mais peuvent atteindre des taux bien supérieurs. Néanmoins nous avons observé que la réflexion est beaucoup moins sensible à la propreté lors d'une connexion par rapport au cas d'un connecteur libre. Ainsi en nettoyant et vérifiant la propreté des connecteurs avec un microscope adapté, nous n'avons jamais constaté au réflectomètre de précision de réflexions supérieures à -65 dB. En supposant une pompe d'une puissance de 30 dBm, on obtient un retour de puissance vers le système de détection inférieurs à -35 dBm.

Les connecteurs APC sont clivés à angle en leurs extrémités garantissant ainsi des taux de réflexion inférieures à -55 dB en passage fibre/air. Malheureusement si le connecteur n'est pas parfaitement propre ce taux devient aléatoire et peut atteindre -20 dB. La puissance de pompe étant de l'ordre de 30 dBm, cela induit un retour de puissance de pompe de 10 dBm vers le système de réflexion à comparer à des puissances de sonde inférieures -5 dBm. Dans notre configuration ce problème apparaît sur le bras 2 du coupleur de sortie où 10 % de la puissance de pompe est envoyée. La solution mise en œuvre, dite « Low return loss » sur la

(Cf. Figure 3-3) consiste à placer un absorbeur de puissances faibles réflexions à l'extrémité au bras 2 du coupleur de sortie. Avant connexion, il est vérifié que les 2 connecteurs APC sont propres au microscope. Enfin, un test au réflectomètre est effectué pour vérifier que le taux de réflexion est inférieur à -65 dB. Ainsi la puissance de pompe directement réfléchie dans le système de détection est inférieure à -35 dBm.

La dernière source de réflexion vient de l'entrée de la pompe dans le bras 3 du circulateur après passage dans l'amplificateur. Cette réflexion est de niveau fixe mais varie grandement d'un circulateur à l'autre. Une attention particulière doit donc être portée afin d'utiliser un circulateur dont le taux de retour sur la branche 3 n'ajoute pas au bruit de l'amplificateur. L'opération est réalisée en testant plusieurs circulateurs à l'aide d'un réflectomètre de précision. Le circulateur retenu possède un taux de réflexion inférieur à -70 dB (dynamique maximale de l'appareil de mesure). Ainsi la puissance de pompe directement réfléchie dans le système de détection est inférieure à -40 dBm.

Enfin la qualité des bobines est testée au réflectomètre longue distance où aucun point de réflexions n'est à noter.

Sensibilité aux réflexions

Après ce passage en revu des différentes sources de réflexions, nous pouvons déterminer le taux de retour de puissance comme inférieur à -35 dBm pour une pompe de 30 dBm. Cherchons à présent à déterminer la sensibilité du dispositif à ces réflexions, en particulier tâchons de déterminer si nous sommes en deçà du seuil de sensibilité aux réflexions du dispositif. En effet pour des taux suffisamment bas, le bruit Rayleigh ou encore le bruit du générateur sont dominant et le bruit ajouté par réflexion de Fresnel peut être négligé. Afin de réaliser cette étude un dispositif permettant la variation du taux de retour de la pompe vers le système de détection est mis en place.



Figure 3-11 : dispositif optionnel permettant de déterminer la sensibilité du montage à un retour de puissance de la pompe dans le système de détection. Le miroir est constitué d'un connecteur PC et offre une réflexion de -14,5 dB

Pour ce faire, un montage permettant de faire varier le taux de réflexion est placé en extrémité du bras 2 du coupleur de sortie (90/10). La Figure 3-11) présente ce dispositif. La puissance de pompe issue du bras 2 entre dans le bras 3 du coupleur 50/50. Elle est alors dirigée pour partie vers un absorbeur de puissance faible réflexion (réflexion mesurée <-70 dB) et d'autre part vers un atténuateur variable suivi d'un miroir. Le rôle du miroir est joué par un connecteur PC qui offre un taux de réflexion de -14,5 dB. Ainsi, en variant le taux d'atténuation, la puissance de pompe réfléchie varie. Enfin, une photodiode placée sur le port 4 permet de connaître ce taux de réflexion.

On constate une sensibilité du système de détection aux réflexions ainsi produites dès que les retours de puissance sont supérieurs à -35 dB. Cette valeur correspond à des réflexions dues à des liaisons connecteurs APC/APC. Ainsi en remplaçant tous les connecteurs du montage global par des soudures, il est peut être possible de gagner 5 dB sur la puissance de pompe qui retourne au système de détection. Encore faut-il qu'à ces niveaux de puissance, la rétrodiffusion Rayleigh ou le générateur ne produisent pas plus de bruit que les réflexions de Fresnel.

Conclusion

Après avoir montré que les retours de puissance de pompe vers le système par réflexions de Fresnel sont sources de bruit pour l'amplificateur, nous avons de dresser un bilan de toutes les sources de réflexion dans le montage expérimental. Après un travail lourd visant à la minimisation de ces réflexions nous mesurons un taux de retour vers le détecteur inférieur à -35 dB pour une puissance de pompe de 30 dBm. Cette puissance reste faible en comparaison des puissances de sonde de -5 dBm couramment détectées.

Puis grâce à un dispositif expérimental nous avons déterminé à partir de quels taux de réflexion le système de détection devient sensible au bruit ajouté par réflexion. C'est-à-dire à partir de quel retour de puissance de pompe ce bruit devient dominant par rapport au bruit Rayleigh ou générateur. Cette étude a permis de montrer que le bruit limitant reste le bruit dû aux réflexions de Fresnel.

X. Bruit de l'amplificateur

Dans cette partie nous nous intéressons aux performances de l'amplificateur Brillouin large bande en terme de Bruit. Nous traiterons tout d'abord du cas où la largeur de la bande de gain (*B*) reste inférieure au décalage Brillouin (Δ) c'est-à-dire $B \leq \Delta$. Nous considérerons alors uniquement le bruit induit par le générateur Brillouin. Le facteur de bruit sera alors déterminé, puis mesuré. En conclusion nous discuterons de sa valeur élevée et des conséquences en termes d'applications. Enfin nous discuterons le cas de bandes de gain plus large $B \geq \Delta$.

La performance en terme de bruit d'un amplificateur optique est défini comme la dégradation du rapport signal sur bruit électrique (ESNR) après passage dans l'amplificateur. Cette dégradation est appelée facteur de bruit NF (Noise Figure).

$$NF = \frac{ESNR_{in}}{ESNR_{out}}$$
3-2

Où *ESNR*_{in} et *ESNR*_{out} sont respectivement les rapports signaux à bruit électrique avant et après l'amplificateur.

Cette définition du bruit pour un amplificateur optique se réfère explicitement aux mesures faites avec une détection électrique. Il est cependant possible de réaliser une mesure optique du bruit à l'aide d'un OSA [Movassaghi, 1998] [Blows, 2002]. Ainsi, après avoir posé un certains nombre d'hypothèses quant au bruit de l'amplificateur Brillouin large bande, nous établirons son expression analytique. Enfin nous appliquerons cette expression afin de réaliser une mesure optique du bruit.

Rappel:

Rappelons tout d'abord que le rapport signal à bruit électrique est défini comme le rapport des intensités électriques efficaces au carré :

$$ESNR = \frac{\dot{l}_{sig}^{2}}{\dot{l}_{bruit}^{2}}$$
3-3

Déterminons maintenant la manière dont s'exprime l'intensité électrique en fonction de la puissance optique détectée par une photodiode de rendement quantique 1[Yariv, 1976] :

$$i_{sig} = \frac{e}{hv} P_{sig}$$
 3-4

Dans cette expression, e est la charge de l'électron (e = 1,6 10^{-19} C), h est la constante de Planck (h = 6,62 10^{-34} J.s), v est la fréquence optique de l'onde optique détectée et P_{opt} sa puissance optique.

Expression du rapport signal à bruit avant amplification :

Commençons par poser deux hypothèses sur le système de détection et sur le signal à amplifier. Le dispositif de détection est d'une excellente qualité (le bruit thermique de notre système de détection est négligeable et l'efficacité quantique de la photodiode, η , vaut 1) et on considère que le signal optique à amplifier n'est pas bruité. La qualité du signal électrique détecté en entrée de l'amplificateur optique est donc limitée uniquement par le bruit quantique. Dans ce cas, le rapport signal à bruit est proportionnel à l'intensité détectée [Yariv, 1976] :

$$i_{bruit (quantique)}^{2}(1Hz) = 2ei_{tot} = 2ei_{sig}$$
3-5

Et donc en utilisant l'équation (3-4), on obtient :

$$ESNR_{in}(1Hz) = \frac{P_{sin}}{2hv}$$
 3-6

Où *P*_{sin} est la puissance optique du signal en entrée d'amplificateur.

Expression du rapport signal à bruit après amplification :

Dans le cas de l'amplificateur Brillouin, la principale limitation en terme de bruit provient du générateur Brillouin et de la diffusion Rayleigh [Olsson-1987] (Figure 3-12). Néanmoins il est toujours possible de placer un filtre optique de manière à détecter uniquement le signal utile (qui est compris dans la bande da gain). Ainsi dans le cas $B \le \Delta$, on ne s'intéresse qu'au bruit du provenant du générateur.



Figure 3-12 : Spectre du signal optique détecté pas la photodiode après passage de la sonde (signal utile) dans l'amplificateur Brillouin large bande. Ici la bande passante de l'amplificateur est inférieure au décalage Brillouin.

Le signal optique total détecté est donc la somme du signal utile et du bruit générateur. L'intensité total i_{tot} après détection est donc l'intensité électrique signal i_{sig} produite par le signal optique plus deux termes de bruit électrique : un bruit de battement du générateur avec lui-même $i_{bruit(g-g)}$ et un bruit de battement du générateur avec le signal optique $i_{bruit(sig-g)}$:

$$\dot{\mathbf{i}}_{tot} = \dot{\mathbf{i}}_{sig} + \dot{\mathbf{i}}_{bruit(g-g)} + \dot{\mathbf{i}}_{bruit(sig-g)}$$
 3-7

Le bruit total quant à lui est la somme du bruit quantique, du bruit de battement du générateur avec lui-même et du générateur avec le signal.

Le bruit quantique est donné par l'équation (3-5) en fonction de l'intensité électrique totale. Mais dans notre cas, on considère que le bruit généré par l'amplificateur optique est faible par rapport au signal optique amplifié. Ainsi on obtient l'équation (3-8) :

$$i_{bruit(quantique)}^{2}(1Hz) = 2ei_{tot} \approx 2ei_{sig} = \frac{2e^{2}}{h\nu}GP_{sin}$$
 3-8

Où G est le gain de l'amplificateur.

L'expression du bruit générateur peut être simplifiée en supposant que le bruit de battement du générateur avec lui-même est négligeable par rapport au bruit de battement du

générateur avec le signal. (C'est ce que nous avons vérifié en observant le bruit optique à l'analyseur de spectre radio-fréquence avec et en absence de sonde.) L'expression du bruit signal-générateur est obtenue à partir d'une analyse de l'opération optique d'amplificateur. (Les calculs sont détaillés dans [Olsson, 1989].) On obtient alors :

$$i_{\text{bruit}(g-g)}^{2}(1Hz) = 4\left(\frac{e}{h\nu}\right)^{2} GP_{\text{sin}} N_{ll}^{g\bar{u}n\bar{u}}$$
3-9

Où $N_{ll}^{g\acute{u}n\acute{u}}$ est la densité spectrale de puissance de générateur (par hypothèse constante sur toute la bande passante de l'amplificateur) de même état de polarisation que le signal de sonde. Mais dans notre cas le générateur n'est pas polarisé, ainsi, seule la moitié de la puissance générateur peut interagir avec le signal. En utilisant les équations (3-8 et 3-9) on obtient le *ESNR*_{out} :

$$ESNR(1Hz) = \frac{GP_{\sin}}{2h\nu + 4N_{II}^{g\check{u}n\check{u}}}$$
3-10

Expression de facteur de bruit de l'amplificateur Brillouin :

A partir des expressions $ESNR_{in}$ et $ESNR_{out}$, on en déduit alors le facteur de bruit (NF) de l'amplificateur optique. Nous rappelons que G est le gain de l'amplificateur, v la fréquence optique du signal et N^{gunu} la densité spectrale de puissance optique du bruit produit par le générateur :

$$NF = \frac{1}{G} + \frac{N^{gunu}}{hvG}$$
 3-11

Le premier terme de cette expression correspond à la dégradation apportée par le bruit quantique, il est parfois négligé pour les amplificateurs à fort gain. Le second terme correspond au bruit généré dans l'amplificateur optique
Mesure du facteur de Bruit :

Nous mesurons le facteur de bruit de l'amplificateur Brillouin 5 GHz, avec une puissance de pompe de 31,5 dBm et dans une longueur de fibre de 8 km. A partir des courbes issues de la Figure 3-4) et de la Figure 3-6), nous obtenons un gain $G \approx 10$ et une densité spectrale de puissance du générateur $N^{gunu} = 113$ dBm/Hz. Pour cette dernière mesure on réalise une mesure de puissance absolue, il est donc à prévoir une marge d'erreur de $\pm 1dB$. Le facteur de bruit en dB est alors $NF_{dB} = 34,2dB \pm 1dB$.

Discussion :

Ce facteur de bruit est comparable à celui de l'amplificateur Brillouin en pompe fine pour un milieu amplificateur de 8 km et une densité de puissance de pompe comparable déterminée par Olsson [Olsson, 1987]. Celui-ci démontre que ce facteur de bruit peut être diminué d'un facteur 10 en augmentant la longueur du milieu amplificateur jusque 60 km. Malheureusement, dans notre cas une augmentation de la longueur de fibre au-delà de 8 km ne conduit pas à une augmentation notable du gain et donc ne mènerait pas à une diminution du facteur de bruit. Par contre une diminution de la longueur de fibre diminue linéairement le gain et conduirait à une augmentation du facteur de bruit. On peut donc donner la valeur de 34,2 dB comme une valeur limite basse du facteur de bruit de l'amplificateur Brillouin large bande

Cette valeur est très haute comparée aux facteurs de bruit des amplificateurs Erbium (entre 3,5 et 7), des amplificateurs à semi-conducteur (entre 5 et 7 dB) ou encore des amplificateurs Raman (7 dB) [Fludger, 2001]. Son usage en tant qu'amplificateur optique dans le domaine des télécommunications est donc limité et son application doit davantage être pensée en termes de filtre optique.

Le cas où la largeur de la zone de gain est supérieure au décalage Brillouin ($\Delta \le B$) est encore plus néfaste en terme de bruit. En effet quand $\Delta \le B \le 2\Delta$ une partie de la rétrodiffusion est amplifiée et augmente donc la densité spectrale de bruit moyenne.

XI. Amplification Brillouin « extra-large » bande

Le choix d'une largeur de 5 GHz pour étudier l'amplification large bande répond comme nous l'avons vu (Cf. Chap. 3, I) à des contraintes technologiques et à un souci de simplification du problème. En effet, en augmentant la largeur spectrale de l'amplificateur un certain nombre de problèmes supplémentaires se posent tels la réamplification de la rétrodiffusion Rayleigh pour $B \ge \Delta$ et le recouvrement des zones de gain et de déplétion créées par la pompe pour $B \ge 2\Delta$. Dans cette partie, nous présenterons rapidement les résultats obtenus avec les pompes de 10 et de 33 GHz. La caractérisation de l'amplificateur 10 GHz permet de confirmer les résultats obtenus avec 5 GHz. Par contre si l'amplification « extra-large » est démontrée, sa caractérisation est rendue très difficile faute de densité de puissance de pompe suffisante.

1. Etude de l'amplificateur 10 GHz :

L'amplification Brillouin avec B = 10 GHz est caractérisée avec une bobine de 8 km et une puissance de pompe de 1,5 W. La Figure 3-13) rapporte le sommet du signal de sonde au SRF (à 4 MHz) en fonction de la longueur d'onde de la sonde. La puissance de sonde est de 0,2 mW, puissance suffisamment faible pour que le régime de saturation ne soit pas atteint. La sonde est balayée sur une plage s'étalant sur 4 fois le décalage Brillouin (# 42 GHz) autour de la fréquence centrale de pompe. Décalé de 10,7 GHz vers le rouge et sur une zone de 10 GHz de large, la sonde est amplifiée (gain réel) de 4 dB. Enfin, décalée de 10,7 GHz vers le bleue et sur une largeur de 5 GHz, la sonde est déplétée de 4 dB. Ces résultats corroborent les résultats obtenus avec 5 GHz : le gain est réduit par un facteur 2 par rapport au gain de l'amplificateur avec le réseau 5GHz. La densité de puissance de la pompe est divisée par 2 et la largeur de la bande de gain est comme escomptée de 10 GHz.

La Figure 3-14) présente la linéarité de l'amplificateur pour une longueur de fibre de 8 km. La puissance de sonde en entrée d'amplificateur est progressivement atténuée pour passer de 3 dBm à -57 dBm par pas de 1 dB et la puissance de sonde en sortie d'amplificateur est reportée en fonction de l'atténuation appliquée (en dB). La courbe inférieure présente la puissance de sonde en absence de pompe et la courbe supérieure en présence d'une pompe de 31,5 dBm.



Figure 3-13 : Pour une zone de gain de 8 km, la puissance de sonde mesurée au SRF en fonction de son décalage en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde de pompe. La puissance de la sonde est de 0,2 mW, la puissance de la pompe de ~ 1,5 W.



Figure 3-14 : La figure présente la sonde en sortie d'amplificateur en absence de pompe (courbe noire) et en présence d'une pompe de 31,5 dBm (courbe rouge). La puissance de sonde passe de 3 dBm à -57 dB.

2. Etude de l'amplificateur 33 GHz

Pour une telle largeur de pompe, la densité de puissance disponible est réduite par un facteur 6,6 par rapport à une pompe de 5 GHz ce qui fait qu'en dehors de tout effet de recouvrement des zones de gain et de déplétion, le gain ne peut donc être supérieur à 1,4 dB. Cela limite fortement notre capacité à caractériser de l'amplificateur.



Figure 3-15 : Pour une zone de gain de 8 km, la puissance de sonde mesurée au SRF en fonction de son décalage en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde de pompe. La puissance de la sonde est de 0,2 mW, la puissance de la pompe de ~ 1,5W. Attention le réseau (et donc la pompe) est centré sur 1535,4nm.

L'amplification Brillouin avec B = 33 GHz est caractérisée avec une bobine de 8 km et une puissance de pompe est de 1,5 W. La Figure 3-15 présente le gain sur une sonde de 0,2 mW en fonction de la longueur d'onde de la sonde. Le gain optimal est d'environ 0.8 dB. La zone de gain et la zone de déplétion possèdent toutes deux une largeur d'environ 0,35 nm soit 38 GHz. Par contre le passage entre ces 2 zones semble plus abrupt.

Conclusion

L'amplification Brillouin large bande est démontrée pour la première fois à notre connaissance, sur des largeurs spectrales de 5, 10 et 33 GHz. Avec une pompe d'une largeur spectrale de 5 GHz, un gain de 10 dB est démontré sur une plage de linéarité de plus de 45 dB. Il est également vérifié que conformément au modèle cohérent à 3 ondes, aucune interaction longue portée n'est constatée.

L'étude de l'amplificateur à néanmoins mis en évidence des faiblesses. Le gain reste faible dans des fibres standard (et est limité par des effets de mélange à quatre ondes), et le facteur de bruit est élevé comparé aux amplificateurs Erbium, des amplificateurs à semiconducteur ou encore des amplificateurs Raman commerciaux. De plus des problèmes apparaissent également pour élargir la zone de gain au delà du décalage Brillouin. Son usage en tant qu'amplificateur optique dans le domaine des télécommunications est donc limité et son application doit davantage être pensée en termes de filtre optique.

REFERENCES:

[Abedin, 2005] K. S. Abedin, *Observation of strong stimulated Brillouin scattering in singlemode As2Se3 chalcogenide fiber*, Opt. Express 13, 10266 (2005).

[Blows, 2002] J. L. Blows et S. E. French, *Low-noise-figure optical parametric amplifier with a continuous-wave frequency-modulated pump*, Opt. Lett. 27, 491 (2002).

[Chraplyvy -1986] A. R. Chraplyvy et R. W. Tkach, *Narrowband tunable optical filter for channel selection in densely packed WDM systems*, Electron. Lett. 22, 1084 (1986).

[Fludger, 2001] C. R. S. Fludger and V. Henderek, *Fundamental noise limits in broadband Raman amplifiers,* Optical Fiber Communication Conf. OSA Tech. Dig. Washington, DC, 2001.

[Lichtman-1987] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe, *Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers*, Vol. 4, No. 9/September 1987/J. Opt. Soc. Am. B.

[Movassaghi, 1998] M. Movassaghi, M.K. Jackson, V. M. Smith, et W. J. Hallam, *Noise figure of erbium-doped fiber amplifiers in saturated operation*, J. Lightwave Technol. 16, p. 812 (1998).

[Nikles-1997] Marc Niklès, Luc Thévenaz, et Philippe A. Robert, *Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers*, J. Lightwave Technol., vol. 15, pp. 1842–1850, October 1997.

[Olsson-1987] N.A.Olsson and J.P.Van Der Ziel, *Characteristics of a Semiconductor Laser Pumped Brillouin Amplifier with Electronically Controlled Bandwidth*, J. of Lightwave technology, vol LT-5, N°1, January 1987.

[Olsson, 1989] N. A. Olsson, Lightwave Systems With Optical Amplifiers, J. Light. Tech., vol. 7, n° 7, p. 1071-1081, juil. 1989.

[O'Mahony, 1990] O'Mahony, Developments in optical amplifier technology and systems. Global Telecommunications Conference, 1990, and Exhibition. 'Communications: Connecting the Future', GLOBECOM '90, IEEE, Page(s): 1291 -1295 vol.2.

[Sadot-1998] D. Sadot et E. Boimovich, *Tunable optical filters for dense WDM networks*, IEEE Commun. Mag. 36(12), 50 (1998).

[Schneider, 2004] T. Schneider, M. Junker, et D. Hannover, *Generation of millimetre wave signals by stimulated Brillouin scattering for radio over fiber systems*, Electron. Lett., vol. 40, no. 23, pp. 1500–1501, 2004.

[Smith, 1986] D. W. Smith, C. G. Atkins, D. Cotter, et R. Wyatt, *Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission*, presented at OFC'86, Atlanta, GA, 1986, pap. WE3.

[Song, 2005] K. Y. Song, M. G. Herráez, et L. Thévenaz, *Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin, Opt.* Express 13, 82 (2005).

[Stepien- 2002] L. Stepien, S. Randoux and J. Zemmouri, *Origin of spectral hole burning in Brillouin fiber amplifiers and generator*, Phys. Rew. A, vol 65, 053812, mai 2002.

[Tanemura ,2002] Tanemura, T., Takushima, Y., et Kikuchi, K.: *Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fiber,* Opt. Lett., 2002, 27, pp. 1552–1554.

[Tonda-Goldstein-2000] S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.-P. Huignard, G. Charlet, et J. Chazelas, *Stimulated Brillouin scattering for microwave signal modulation depth increase in optical links*, Electron. Lett. 36, 944 (2000).

[Valley-1986] G. C. Valley, *A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broadband pump laser*, IEEE J. Quantum Electron. QE-22, 704, 1986.

[Yao, 1997] X. S. Yao, *Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, pp. 138–140, Jan. 1997.

[Yao-1997 bis] X. S. Yao, *High quality microwave signal generation using Brillouin scattering in optical fibers*, Opt. Lett., vol. 22, no. 17, pp. 1329–1331, 1997.

[Yariv, 1976] A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, second edition, Holt, Rinehart and Winston, 1976.

Chapitre 4 :

Lasers Brillouin

Introduction :

Les sources lasers très cohérentes possédant un bruit d'intensité et un bruit de fréquence faibles sont essentielles pour bon nombre d'applications, en particulier pour les communications en optique cohérente, les capteurs interférométriques, la détection Ladar (Laser Detection and Ranging) et la génération de signaux micro-onde. Dans ce contexte, les lasers Brillouin, connus pour leur propriété de cohérence, ne sont pas les seuls à offrir des propriétés spectrales remarquables. En effet, les lasers à état solide, monomodes et pompés par diode, ceci incluant bien entendu les lasers à fibre, sont des sources cohérentes et faibles bruits présentant des largeurs spectrales allant de 100 kHz à quelques kHz. Ils peuvent potentiellement produire un bruit d'intensité proche de la limite quantique, en combinant l'usage d'une diode comprimée en amplitude et une boucle de rétroaction électronique.

Néanmoins, un intérêt majeur des lasers Brillouin réside dans l'amélioration de la qualité spectrale du rayonnement au cours de la conversion pompe/Stokes, on parle d'affinement spectral. Nombre d'expériences ont en effet montré que la largeur spectrale du laser Brillouin pouvait être de plusieurs ordres de grandeurs inférieures à celle du laser de pompe [Smith, 1991], [Boschung, 1994], [Debut, 2001], [Norcia, 2004]. Cette propriété est couramment utilisée dans des systèmes tels les gyroscopes [Zarinetchi, 1991] ou les capteurs de contrainte et de température [Lecoeuche, 1998]. De plus, ces lasers peuvent théoriquement atteindre des largeurs de seulement quelques dizaines de mHz [Debut, 2000]. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la largeur ultime typique des lasers à gaz ou à solide.

Afin d'obtenir un laser Brillouin monomode l'intervalle spectral libre de la cavité doit être inférieur ou de l'ordre de la largeur de la bande de gain Brillouin ce qui équivaut en terme de longueur, à des cavités n'excédant pas quelques dizaines de mètres. La faiblesse du gain Brillouin impose donc la réalisation de cavités de très grande finesse (~100) de manière à obtenir des seuils d'oscillation laser suffisamment bas. Ainsi, il a fallu attendre l'arrivé des composants entièrement fibrés pour que des seuils de l'ordre du mW soient atteints. La cavité la plus courante est une configuration en anneau qui utilise un coupleur dont deux bras opposés sont assemblés [Nicati, 1993]. D'autres configurations de type Fabry-Pérot ont été réalisées en utilisant des réseaux de Bragg photoinscrits [Lecoeuche, 2000]. Quelle que soit la configuration utilisée, pour que la cavité soit résonnante avec l'onde stokes, il est souvent nécessaire de réaliser une boucle de rétroaction sur la longueur de la cavité ou sur la fréquence du laser de pompe [Ponikvar, 1981].

Comme nous l'avons évoqué une cavité de très grande finesse et de longueur maximale (quelques dizaines de mètres) est requise pour réduire le seuil. Si de plus la pompe est résonnante avec la cavité cela permet de réduire encore drastiquement le seuil d'oscillation du laser. Pour cette configuration et dans une cavité en anneau, des seuils inférieurs au mW ont été atteints [Stokes, 1982-b]. La fréquence de la pompe doit alors être asservie pour suivre un des modes de la cavité. Or une cavité de grande longueur signifie dans l'espace de fréquence que la largeur des modes de la cavité est très étroite. Ainsi pour une cavité de quelques mètres, la largeur des modes est inférieure au MHz. Ceci implique tout d'abord que la boucle de rétroaction soit rapide et efficace ce qui peut nuire à la qualité du signal laser en sortie [Norcia, 2003]. Enfin, si le spectre du laser de pompe dépasse quelques MHz, par exemple dans le cas de diode DFB, la puissance de pompe circulant dans la cavité s'en trouverait largement réduite et subirait de fortes fluctuations.

Auparavant, la largeur spectrale des diodes DFB (Distributed Feedback) était bien supérieure au MHz ce qui en faisaient de mauvais candidats pour pomper les lasers Brillouin. La zone de gain qu'ils créaient était inhomogène et les lasers multimodes. Or, de gros progrès techniques ont été réalisés au niveau des DFB de puissance. Aujourd'hui il existe des DFB à prix abordable, capables d'atteindre des puissances de plus de 50 mW et ayant une largeur de l'ordre de 1 MHz. Notre objectif dans ce chapitre est de réaliser un LBF de configuration simple et sans résonance sur la pompe qui puisse être injecté par une diode DFB commerciale. Le montage doit également être compact, robuste et le coût de revient relativement faible à la fabrication, en vu d'une commercialisation. Les applications telles l'affinement spectral d'une diode DFB ou la caractérisation spectrale de laser cohérent nécessite en plus d'offrir une accordabilité fine sur une grande plage de longueur d'onde. Ainsi, le cahier des charges peut être résumé de la manière suivante :

- Un laser monomode
- Une finesse de l'ordre du kHz
- Une cavité sans résonnance sur la pompe
- Un laser stable en fréquence et en intensité
- Un seuil accessible avec la plupart des sources commerciales
- Une réjection de la puissance de pompe de plus de 30 dB
- Un minimum d'asservissement
- Offrir la possibilité d'une accordabilité fine sur une grande plage de longueur d'onde
- Une bonne conservation de la polarisation
- Un objectif de coût inférieur à 6000 euros

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord un rappel sur le fonctionnement et les propriétés des lasers Brillouin fibrés. Nous exposerons ensuite différentes configuration de laser qui ont été rapporté dans la littérature en traitant de leurs avantages et de leurs inconvénients. Afin de circonvenir à un certain nombre de difficultés que présentent ces lasers nous proposons deux lasers de configurations différentes. Ces cavités que nous avons conçues sont ensuite caractérisées et les résultats discutés.

I. Présentation

1. Considération sur la dynamique des LBF

En plaçant la zone de gain Brillouin à l'intérieur d'un résonateur optique on obtient un laser Brillouin. Le schéma de principe est identique à celui d'un laser classique où un milieu amplificateur est inséré dans une cavité optique. L'amplification s'effectue par inversion de population et émission stimulée dans les lasers classiques et par la diffusion stimulée dans le laser Brillouin. Cela revient à ajouter une condition de bord aux équations du modèle à trois ondes (Cf. Chap. 1). Si de plus, la pompe est résonnante avec la cavité une condition supplémentaire doit être écrite.

Comportement dynamique :

Le laser ne peut osciller que sur les modes de cavités recouverts par la zone homogène de gain. Cette dernière Δv_B est d'environ 20 MHz (Cf. Chap. 1 et l'intervalle spectral libre (ISL) fixe l'écart entre 2 modes voisins est donné par la relation :

$$ISL = \frac{c}{nL}$$
 4-1

Si *L* est la longueur de la cavité en anneau. Le nombre de mode *N* présent sous la zone de gain Brillouin s'écrit alors :

$$N = \frac{nL\Delta v_B}{c}$$
 4-2

La zone de gain étant homogène, quand N est petit, le laser oscille sur un mode, on parle de régime de miroir Brillouin. Par contre, comme le montre le schéma (Figure 4-1), la situation est plus complexe quand la longueur de cavité augmente. Le nombre de mode sous la zone de gain N devient important et la compétition entre les modes augmente ce qui donne lieu à une émission instable. Suivant la puissance de pompe, la configuration ou encore le bruit de la pompe on obtient un régime impulsionnel, chaotique ou continu [Randoux, 1995].



Figure 4-1 : Laser Brillouin : représentation de la disposition des modes de cavité sous la zone de gain

Il est ainsi nécessaire d'opérer avec un nombre limité de mode dans la zone de gain, ce qui limite la longueur de cavité à quelques dizaines de mètre. Dans ce dernier cas, seuls quelques modes de cavité sont disponibles sous la zone de gain et bien que l'on observe du tirage de fréquence, un asservissement est souvent nécessaire pour stabiliser le centre de la courbe de gain sur un mode de cavité. Après ces considérations sur le comportement dynamique des LBF, intéressons nous à la puissance seuil du laser c'est-à-dire la puissance de pompe minimum nécessaire afin d'obtenir l'émission laser.

2. Puissance seuil d'un LBF

a. Présentation

Pour un résonateur en anneau sans condition de bord sur la pompe, le seuil d'oscillation du laser est déterminé en utilisant les équations stationnaires (2-6) et (2-7) et en y ajoutant la condition de bord $I_s(L) = RI_s(0)$ où R est la fraction de l'onde stokes réinjectée après chaque tour dans la cavité. L'intensité seuil s'écrit :

$$Ip_{seuil} = \frac{-\ln R + \alpha L}{g_B L}$$
 4-3

Où α est un coefficient linéique de perte dans la fibre. Si α L peut être négligé dans une fibre standard de quelques dizaines de mètres il convient de le remplacer par un coefficient de perte intracavité indépendant de la longueur de fibre. Ce terme doit prendre en compte les pertes par épissure, torsion ou encore au niveau des coupleurs.

Outre sa puissance (plusieurs dizaines voir centaines de mW), le laser de pompe doit être monomode et d'une finesse spectrale inférieure au MHz pour qu'il induise une zone de gain homogène dans la fibre (Cf. Chap. 1). Dans ces conditions, il est difficile de trouver un laser de pompe a un prix modéré. Les LBA sont donc généralement conçus dans des cavités entièrement fibrées de haute finesse (~100) [Yong, 2003] ce qui a comme effet d'abaisser le seuil d'oscillation des lasers. Pour atteindre ces finesses, il s'agit d'obtenir des épissures de grandes qualités, de minimiser les torsions et de choisir des composants internes, tels les coupleurs ou autres, possédant des pertes d'insertions réduites.

Dans nombre de cavités entièrement fibrées, la pompe est résonnante avec la cavité ce qui permet de réduire drastiquement le seuil d'oscillation du laser car le recouplage de la pompe augmente son énergie intracavité. Ajoutons cette nouvelle condition de bord, en posant, que le taux de recouplage de la pompe et de la sonde est le même $(I_P(0)=RI_P(L)+I_{po}s)$. En négligeant les pertes le seuil s'écrit alors :

$$Ip_{seuil} = \frac{-\ln R}{g_{BL}} (1 - R)^2$$
 4-4

Le terme $(1 - R)^2$ indique la décroissance du seuil lorsque la pompe est résonnante dans la cavité. Avec ce type de configuration, des seuils inférieurs au mW ont été atteints [Stokes, 1982-b] mais du fait de la résonance sur la pompe, sa fréquence doit alors être asservie pour suivre un des modes de la cavité.

b. Discussion

Afin de minimiser le seuil, la longueur de fibre utilisée doit être maximum ce qui correspond à des cavités d'une longueur de quelques dizaines de mètres. (Une cavité plus longue produirait comme nous l'avons vu en une émission instable du laser). Or une cavité de grande longueur signifie dans l'espace de fréquence que la largeur des modes de la cavité est très étroite. Ainsi pour une cavité de quelques mètres, la largeur des modes est inférieure au MHz. Ceci implique que la boucle de rétroaction soit rapide et efficace ce qui peut nuire à la qualité du signal laser en sortie. De plus, si la largeur spectrale de la pompe dépasse quelques MHz, comme c'est le cas pour une diode DFB, il est difficilement envisageable de l'injecter dans la cavité pour pomper le laser.

Dans cette partie nous avons montré que si une configuration laser dans laquelle la pompe est résonante dans la cavité permet d'abaisser les puissances seuils, elle impose une boucle de rétroaction active et l'usage d'un laser de grande finesse spectrale. Afin de circonvenir à ce problème d'injection du faisceau de pompe, plusieurs réponses s'offrent à nous, certaines proposées dans la littérature que nous développerons dans le point 4) de cette partie, et d'autres que nous proposons seront étudiées dans le Chap. 4, partie II et III. Abordons tout d'abord les propriétés exceptionnelles de cohérence des lasers Brillouin.

3. Cohérence et affinement spectral :

La première source de bruit des LBF est commune à tous les lasers : c'est le bruit technique. Il s'agit ici de fluctuations de la longueur de cavité par dérives thermiques et bruits acoustiques. Il donne lieu à des variations en fréquence du laser et à des sauts de modes. Ce bruit possède un temps caractéristique de l'ordre de quelques millisecondes, sa bande passante reste donc faible. Il est nécessaire d'isoler le montage laser de façon à réduire au maximum son influence car il contribue à élargir le spectre du laser.

La seconde source de bruit est due à la diffusion Brillouin spontanée et est responsable de la limite ultime à la cohérence des LBF. La valeur de cette largeur spectrale a été évaluée par Debut à quelques dizaines de *mHz* [Debut, 2000].

La dernière source de bruit est liée au processus de pompage. L'effet Brillouin est dû à l'interaction non linéaire de trois ondes ce qui implique le couplage de leurs phases. Il existe donc une relation entre le bruit de phase de l'onde de pompe et le bruit de phase du LBF. En utilisant le modèle à trois ondes dans le cas d'un LBF en régime de miroir Brillouin, la fonction de transfert reliant les fluctuations de phase de la pompe aux fluctuations de phase de l'onde stokes a été déterminée analytiquement [Debut, 2000]. L'analyse est réalisée dans le cas où l'onde de pompe n'est pas rebouclée dans la cavité et en supposant qu'il n'y a pas décalage entre la fréquence de l'émission laser et le maximum de la courbe de gain Brillouin. Il apparait que le bruit de phase est transféré après filtrage et moyennage par l'influence combinée de la relaxation des ondes acoustiques et de la cavité. Le rapport entre les largeurs spectrales à mi-hauteur K^2 est indépendant de la puissance de pompe. La relation s'écrit :

$$\Delta v_s = \frac{\Delta v_p}{K^2}$$
 4-5

Où Δv_s et Δv_p sont les largeurs à mi-hauteur respectives de l'onde stokes et de la pompe. Le facteur K est lui donné par la relation :

$$K = 1 + \frac{\pi \Delta v_B}{\Gamma_c}$$
 4-6

Où Δv_B et $\Gamma_c = -clnR/nL$ sont respectivement le taux d'amortissement de l'onde acoustique et le taux de pertes dans la cavité. Dans des cavités de faible finesse K^2 est typiquement d'une valeur de 100, mais peut atteindre dans une cavité de finesse 100 plus de 4 ordres de grandeur.

L'affinement spectral du laser Brillouin a été mis en évidence expérimentalement par Smith en 1991en régime de miroir Brillouin [Smith, 1991]. Pour se faire, les auteurs ont injecté deux pompes assez proches spectralement dans un même résonateur. Ainsi le bruit technique est le même pour les deux faisceaux stokes créés dans la cavité. La mesure de la largeur spectrale des lasers est effectuée par hétérodynage. Le battement des deux lasers de pompe permet de montrer une largeur spectrale de 100 kHz pour la pompe. Le battement des lasers Brillouin démontre une largeur de 30 Hz ce qui démontre un affinement par 4 ordres de grandeur. Après avoir abordé différentes considérations sur les LBF telles que leur dynamique, leur niveau de seuil et leur propriété de cohérence, nous présentons différentes configurations de LBF décrites dans la littérature.

4. Différentes configurations de LBF

L'objet de cette partie est de présenter différentes configurations de LBF décrites dans la littérature. Nous commencerons par étudier une configuration « classique » avec une cavité en anneau réalisée à l'aide d'un coupleur. La pompe est alors résonnante ce qui permet d'abaisser le seuil mais offre également des inconvénients. En effet d'une part, un contrôle actif sur la pompe est alors nécessaire, et d'autre part le laser de pompe utilisé doit présenter une finesse spectrale bien inférieure au MHz. Les trois configurations suivantes tentent de répondre à ces difficultés de façons différentes.

La première dépasse ce problème en desserrant les contraintes de finesse spectrale par l'ajout d'un amplificateur Erbium (EDFA) dans la cavité laser. Néanmoins, l'utilisation de deux milieux de gain rend la configuration complexe. La seconde méthode consiste à réjecter la pompe après son passage par la cavité en utilisant pour miroir d'entrée un interféromètre de March-Zender. Enfin une cavité de type Fabry-Perot utilisant des réseaux de Bragg fins est discutée.

a. Configuration en anneau avec pompe résonnante dans la cavité :

Nous nous attacherons tout d'abord à décrire une cavité en anneau réalisée par Norcia à partir d'un coupleur variable et qui utilise une pompe résonnante avec la cavité (Cf. Figure 4-2). [Norcia, 2004]. Cette configuration, réduisant le seuil, une fibre de relativement faible longueur est employée, 20 m. Cette dimension de cavité correspond à un intervalle spectral libre ISL est de 10 MHz. Le régime de fonctionnement est par conséquent de type miroir Brillouin.

Le montage est entièrement réalisé avec des composants à maintien de polarisation ce qui réduit légèrement le seuil du laser, mais offre surtout une meilleure stabilisation du laser. On évite en effet la concurrence entre les modes de polarisation de la cavité. Une pompe de 1,55 µm et d'une largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta v=2 kHz$ est introduite via un circulateur dans le bras A d'un coupleur variable, comme le montre le schéma de la figure (4-2). La cavité est réalisée en rebouclant les bras C et D du coupleur via une fibre de 20 m. Quand la pompe est résonnante dans la cavité, elle interfère constructivement en C et destructivement en B et lorsque la pompe directe et la pompe transmise sont de même puissance aucun signal de pompe n'est présent en B. Pour un taux de pertes intracavités donné, cette interférence complètement destructive se fait pour un taux de couplage donné. La puissance de pompe dans la cavité est alors maximum. Ainsi, le rendement optimum est atteint en adaptant le taux de couplage aux pertes intracavités (pertes linéaires et non linéaires). La sortie de pompe (bras B du coupleur) est utilisée pour la rétroaction sur la longueur de la cavité via une calle piézoélectrique de manière à accorder les résonances de la cavité avec la fréquence de la pompe. Enfin le faisceau du laser Brillouin revient vers la pompe par le bras A du coupleur et est évacué via le circulateur.



Figure 4-2 : Schéma de principe d'un laser Brillouin réalisé dans une cavité en anneau. Le montage est entièrement réalisé en MP. La pompe à 1,55 μ m et possède une largeur spectrale de $\Delta v=2$ kHz. Le coupleur est ajustable est réglé sur un taux de 99%

Ce type de cavité présente, comme nous l'avons vu, un principal défaut qui est l'étroitesse des modes de la cavité (largement inférieures au MHz). Ainsi, le laser étant très sensible à la résonance entre la pompe et les modes de la cavité, pour obtenir un laser Brillouin en anneau stable une boucle de rétroaction rapide est nécessaire. Mais cette boucle de stabilisation peut mener à une modulation de la longueur de cavité et ainsi dégrader la pureté spectrale du laser. De plus, cette configuration ne peut être utilisée avec une diode DFB, sa largeur spectrale étant trop grande (>1MHz) pour être introduite selon un mode de cavité. Afin de répondre à ces difficultés, d'autres configurations ont été proposées comme celle décrite ci-dessous qui consiste à combiner deux milieux de gain.

b. Laser Hybride

Afin de pouvoir parer à ces problèmes, Cowles propose un laser Hybride Brillouin/Erbium [Cowle, 1997]. Dans ce dispositif, les pertes de la cavité sont compensées par un amplificateur Erbium tandis que l'effet laser reste lié au processus Brillouin. Ainsi les conditions sur la longueur et la finesse de la cavité deviennent beaucoup moins critique. Donc les fréquences de résonnance de la cavité sont moins étroites et il est possible de pomper avec une diode DFB classique. Néanmoins, l'utilisation de deux milieux de gain oblige à un contrôle fin de chacun des profils de gain et la configuration est complexe.

c. Configuration en anneau avec pompe non-résonnante dans la cavité :

L'idée est de concevoir une configuration dans laquelle la pompe ne soit pas résonnante avec la cavité en contrepartie d'une augmentation raisonnable du seuil d'oscillation laser. Se pose alors le problème de l'injection de la pompe dans la cavité ainsi que son taux de rejection à la sortie du laser.

La réjection du laser de pompe n'est pas triviale dans le cas des lasers Brillouin. En effet, l'écart spectral entre la pompe et le laser est très fin, ce qui interdit l'usage de composants comme les multiplexeurs qui permettent de rendre la cavité laser transparente pour l'onde de pompe. Une solution simple permettant de conserver une cavité de haute finesse est proposée et démontrée par Yong et al [Yong, 2003]. Elle consiste à utiliser un interféromètre de March-Zender (MZ) à la place du coupleur dans une cavité en anneau classique.

Figure 4-3 : a) Présente un schéma de principe d'un Interféromètre de March-Zender (MZ).
b) présente la courbe de transmission de l'MZ en fonction de la fréquence de l'onde en entrée. f_B et f_P représentent respectivement la position en fréquence idéale pour le laser de Brillouin et le laser de pompe.

Sur la figure 4-3 (a) un MZ composé de deux coupleurs parfaitement équilibrés est schématisé. En supposant l'absence de pertes et de biréfringence, le spectre en transmission du MZ est représenté figure 4-3 (b), où Δf_{MZ} est la différence de fréquence entre un maximum et un minimum de transmission. Ce paramètre est fonction de la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre de MZ. Ce chemin optique peut être adapté de manière à obtenir un Δf_{MZ} équivalent au décalage Brillouin entre l'onde de pompe et l'onde Stokes. Ainsi, un faisceau de pompe de fréquence f_P injecté en A est complètement transmit au bras D et un faisceau de fréquence f_P injecté en D est entièrement couplé vers le bras B.



Figure 4-4 : Schéma de principe du laser Brillouin utilisant un interféromètre de March-Zender

En connectant les ports B et D de l'interféromètre de MZ par une fibre SMF (Cf. figure 4-4), on obtient une cavité en anneau conventionnel où le coupleur remplacé par l'interféromètre de MZ. Dans une telle configuration, la pompe n'est pas résonnante. Sa fréquence étant ajustée sur un maximum de transmission du MZ, l'onde est couplée du bras A vers le D dans la cavité puis circule dans le sens des aiguilles d'une montre et sort de la cavité en passant du bras B au bras C. L'onde de pompe n'a donc réalisé qu'un seul passage dans la cavité. L'onde stokes se propage dans la cavité dans le sens inverse des aiguilles d'une montre et reste confinée car la transmission du bras D vers le bras B est maximum.

La cavité et l'interféromètre de MZ présentant de la biréfringence, le spectre de transmission dépend de l'état de polarisation de la lumière incidente. Il est donc nécessaire de placer deux contrôleurs de polarisation afin d'adapter l'état de polarisation de la pompe.

Une boucle rétroagissant sur la longueur de la cavité est réalisée afin de prévenir la dérive des modes de cavité qui occasionnent des instabilités. De plus, un contrôle en

température de l'interféromètre de MZ est nécessaire. En effet, une modification de la différence de chemin optique décale le maximum de transmission de l'interféromètre de MZ. La pompe est alors couplée à la cavité et de forte fluctuation de puissance sont observées.

Pour une cavité d'une longueur de 27,9 m, comme indiqué figure 4-4, le seuil est de 11,8 mW. Lorsque la boucle de rétroaction n'est pas en place, le laser alterne des phases multimodes et monomodes. Dans ce dernier cas, la largeur de raie du laser, mesurée par homodynage, est inférieure à 0.94 kHz, et ceci pour une pompe d'une largeur spectrale de 2,9 MHz. Une rétroaction légère permet une stabilisation de la puissance de sortie.

Ce résultat démontre qu'avec une simple DFB (seuil de 11,8 mW) et une boucle de rétroaction légère on peut obtenir un affinement spectral de plus de trois ordres de grandeurs. Néanmoins cette configuration pose un certain nombre de problèmes :

- La transmission minimum de la pompe par l'interféromètre de MZ reste élevée. La rejection de la pompe est supérieure à -25,8 dB ce qui ajoute un bruit à l'émission laser.
- Le montage reste complexe : l'interféromètre de MZ doit être finement ajusté par rapport à la diode de pompe. Dans ces conditions, il est difficile d'envisager une application de type affineur spectral. Pour la même raison le laser n'est pas accordable sur une grande plage de longueur d'onde.
- La cavité étant bidirectionnelle cette configuration n'évite pas l'apparition du 2ème ordre. (En effet, le MZ est passant pour le deuxième ordre)
- Enfin le coût reste élevé : une calle piézo-électrique, 3 coupleurs et 2 contrôleurs de polarisation sont nécessaires.

Nous allons maintenant détailler une autre configuration décrite dans la littérature et présentant une pompe non résonante. Elle est de type Fabry-Pérot et utilise deux miroirs de Bragg.

d. Cavité de type Fabry-Perot :

Une cavité FP originale, utilisant comme miroirs des réseaux de Bragg dont la bande de réflexion est suffisamment étroite pour réfléchir l'onde stokes et transmettre la pompe a été réalisée par Locoeuche et al [Lecoeuche, 2000]. La configuration FP offre l'avantage de ne pas retourner l'onde stokes vers le laser de pompe (Cf. figure (4-5)). En effet, dans les cavités en anneau, l'onde stokes est presque toujours renvoyée vers le laser de pompe. Il est donc nécessaire d'interposer entre le laser de pompe et la cavité un coupleur, qui a pour effet de réduire la part de puissance réellement disponible du laser Brillouin.

Ce dispositif parait simple mais cache un problème d'ajustement en fréquence des réseaux. Les deux réseaux doivent être accordés précisément en longueur d'onde, entre eux, mais également par rapport à la fréquence du laser. De plus chacun d'eux doit être monté sur une platine d'étirement.



Figure 4-5 : Schéma de la cavité à réseaux de Bragg

Conclusion :

Les méthodes proposées pour circonvenir au problème de l'injection de la pompe dans la cavité ne répondent pas au cahier des charges fixé dans l'introduction. Nous proposerons deux nouvelles configurations dans les parties suivantes, l'une de type Fabry-Pérot et qui utilise un miroir à boucle non linéaire et l'autre est une cavité en anneau réalisée à l'aide d'un circulateur.

II. Cavité de type Fabry-Pérot avec miroir à boucle non linéaire

Nous allons dans cette partie décrire une cavité en configuration Fabry-Pérot (FP) que nous avons conçue et qui utilise un miroir à boucle non linéaire. Notre objectif est de répondre au cahier des charges fixé dans l'introduction, en particulier, la cavité doit être sans résonance sur la pompe et le laser doit pouvoir être injecté par une diode DFB commerciale.

1. Présentation

Dans une configuration FP, pour que la pompe soit non-résonnante, elle doit être réjectée après passage dans la cavité. Or, cette réjection n'est pas triviale dans le cas des lasers Brillouin, car comme nous l'avons rappelé dans la première partie de ce chapitre (Chap. 4, I) l'écart spectral entre la pompe et le laser est très faible ce qui interdit l'usage de composant comme les multiplexeurs qui permettent de rendre la cavité laser transparente pour l'onde de pompe. Pour remédier à ce problème nous proposons d'utiliser en entrée un miroir à boucle non linéaire. La configuration est schématisée sur la figure (4-6). Le faisceau de pompe est

introduit par le miroir non linéaire. Il crée une zone de gain, puis est renvoyé sur lui-même. La pompe est ainsi en première approximation non résonnante. Le miroir de sortie pourra être un réseau de Bragg ou un miroir or.

Nous rappelons tout d'abord le principe de fonctionnement du miroir à boucle non linéaire, puis du laser Brillouin. Enfin, le laser est caractérisé et les résultats discutés. La configuration est tout d'abord testée avec un miroir de sortie composé d'un réseau de Bragg fin spectralement. Le réseau réfléchit l'onde stokes mais reste transparent pour la pompe. La caractérisation du montage démontre une réjection de la pompe de plus de trois ordres de grandeur. Le seuil est relativement bas et accessible pour des sources commerciales. Le laser est monomode. Néanmoins, l'accordabilité limitée du réseau de Bragg nous fait envisager un autre type de miroir de sortie.



Figure 4-6 : Schéma de la cavité Fabry-Pérot composée du miroir non linéaire. Le faisceau de pompe entre dans le miroir NL crée une zone de gain dans la bobine de fibre, puis est réjecté sur lui-même

De manière à augmenter la plage de longueur d'onde disponible et à réduire la puissance seuil du laser, une configuration avec miroir de sortie en or est proposée. L'application d'un dépôt d'or sur la base d'un connecteur constitue le miroir. Ce dernier possède une réponse plate en longueur d'onde à l'échelle de quelques dizaines de nm. L'amélioration de la qualité des épissures et le choix d'un coupleur possédant de faibles pertes d'insertion combiné au miroir or nous permet d'atteindre des seuils de 12 mW. Cette valeur relativement basse est très encourageante car accessible pour des sources commerciales de type diodes DFB.

Dans cette partie, nous présentons tout d'abord le principe de fonctionnement de la boucle non linéaire et son application à la cavité laser. Ce principe est validé par le teste d'un LBF multimode possédant une cavité de grande longueur. Enfin, après réalisation et caractérisation d'un LBF monomode, différents aspects sont discutés.

2. Présentation de la boucle non linéaire

a. Principe de la boucle non-linéaire

La boucle est réalisée à partir d'un coupleur 50/50 rebouclé sur lui-même comme indiqué sur la figure (4-7). La lumière se divise sur les deux bras et a parcouru le même chemin optique lorsqu'elle revient sur le coupleur. Par interférences constructives, la lumière retourne vers le bras du coupleur par lequel elle est entrée dans la boucle. La boucle agit ainsi à la manière d'un miroir.



Figure 4-7 : Schéma de principe d'un miroir à boucle non linéaire

La biréfringence n'étant pas identique suivant le sens de rotation de la lumière, il est nécessaire de contrôler la polarisation à l'intérieur de la boucle. En effet les polarisations doivent être redressées afin que les faisceaux interfèrent constructivement au niveau du coupleur et reviennent sur la diode. Si les polarisations sont croisées la puissance se répartit indifféremment sur les 2 bras de sortie du coupleur. Par le biais d'un contrôleur de polarisation, placé à l'intérieur de la boucle, il est donc possible de régler le taux de réflexions d'un miroir à boucle. L'optimum du miroir est atteint lorsque le coupleur 50/50 est parfaitement équilibré et que les polarisations se recouvrent exactement.

Après avoir brièvement rappelé le principe de fonctionnement du miroir à boucle non linéaire, nous nous attacherons à caractériser ces performances.

b. Caractérisation de la boucle non-linéaire

Afin de tester le miroir, comme le montre la figure (4-8), le faisceau d'une diode accordable est injecté via le bras C du coupleur. La lumière se propage dans la boucle et ressort par les ports B et C du coupleur. Les puissances transmises et réfléchies sont mesurées par deux photodiodes. Le contrôleur de polarisation est réglé de manière à obtenir un maximum de réflexion à 1550 nm. La longueur d'onde de la diode est balayée de 1485 nm à 1575 nm.



Figure 4-8 : Schéma de principe en vu d'une caractérisation du miroir à boucle non linéaire (NL). La fibre utilisée est une fibre SMF 28 standard. Un contrôleur de polarisation est placé dans la boucle de manière à obtenir un bon recouvrement de polarisation.

La puissance transmise par rapport à la puissance laser injectée est reportée en dB sur la figure (4-9). A 1550 nm, la courbe passe par un minimum de -50 dB (ce qui correspond à un maximum de réflexion). En s'éloignant en longueur d'onde de ce minimum, la transmission augmente progressivement, néanmoins l'énergie transmise reste faible et n'équivaut pas à 1 pour 1000 même à 1485 nm. La perte de réflexion en fonction de la longueur d'onde est due, d'une part à l'équilibre du coupleur qui est donné pour 1550 nm,

mais également au fait que le contrôleur de polarisation est réglé pour une réflexion optimale à 1550 nm.



Figure 4-9 : Réponse en réflexion du miroir de à boucle non linéaire en fonction de la longueur d'onde du faisceau appliqué en entrée.

3. Présentation de la cavité laser utilisant un miroir à boucle non linéaire :

La cavité Fabry-Pérot est réalisée en plaçant un miroir à l'extrémité du bras B du coupleur (Cf. figure 4-10). Le faisceau de pompe traverse le miroir non linéaire puis est renvoyé hors de la cavité. Une bobine de fibre est ajoutée à l'intérieur de la boucle du miroir d'entrée et joue le rôle de zone de gain Brillouin pour la cavité laser.
Dans la bobine, la pompe induit du générateur Brillouin. On s'attend à ce que celui-ci sorte à parts égales dans un bras ou l'autre du coupleur 50/50, soit 50% vers la pompe et 50% vers le réseau de Bragg. Quand le réseau et le générateur sont bien accordés, alors le générateur est réinjecté dans le miroir NL via le port B. Il joue le rôle de sonde, et est amplifié par effet Brillouin. Cette fois, par interférence, l'onde stokes est réfléchie vers le réseau. On dispose d'un laser Brillouin.



Figure 4-10 : Schéma de principe du laser Brillouin utilisant un miroir à boucle NL. Le montage en fibre standard. La pompe est injectée dans la cavité via un circulateur. Elle entre dans le miroir NL crée une zone de gain dans la bobine de fibre, puis est réjectée sur ellemême. La cavité Fabry-Pérot est composée du miroir NL et un réseau de Bragg ou un miroir or. Ce dernier fait office de miroir de sortie

Cette configuration permet de régler le problème de l'introduction de la pompe dans la cavité tout en offrant une bonne réjection de l'onde de pompe comme le supposé la figure (4-9). De plus le dispositif est efficace sur une large plage de longueur d'onde et peut donc être utilisé avec des diodes accordables. A ce stade, le miroir de sortie reste à déterminer. Plusieurs choix s'offrent à nous tels que réaliser un dépôt d'or ou d'argent sur le connecteur de sortie, photoinscrire un réseau de Bragg sur le bras B du coupleur ou encore placer un deuxième miroir à boucle non linéaire. Chacune de ces configurations doit être testée pour déterminer ses avantages et ses inconvénients. Le travail est effectué en utilisant de grandes longueurs de fibre, ce qui nous permet d'envisager le problème lié à la configuration choisie tout en utilisant de faibles puissances de pompe. Ainsi les problèmes liés au seuil ou encore à l'apparition d'une onde Stokes d'ordre 2 seront discutés dans la partie suivante.

4. Cavités réalisées avec de grandes longueurs de fibre :

Avant l'achat de diodes de puissance nous désirons valider le dispositif expérimental présenté sur le schéma de la figure 4-10. Une façon de réduire le seuil est d'augmenter la longueur de fibre dans la cavité. Ainsi, de faibles puissances de pompe permettent d'initier l'effet laser sans avoir à prendre un soin important pour réduire les pertes intracavités, telles les pertes par épissure par exemple. Une première information sur les niveaux de seuil, le taux de perte intracavité et de façon plus générale sur le comportement d'une telle configuration peut ainsi être exploitée. Néanmoins, le laser est alors puissamment multimodes, et le montage n'apporte pas de renseignement sur l'affinement spectral du laser.

Nous avons tout d'abord utilisé un réseau de Bragg photo-inscrit en guise de miroir de sortie puis une seconde configuration est réalisée utilisant un deuxième miroir non linéaire. Dans la partie suivante, ces lasers sont caractérisés et les résultats exploités.

a. Configuration utilisant un miroir de Bragg

Le réseau utilisé est centré sur 1550 nm, possède une réflectivité de 90% en son centre et une largeur de 10 GHz. Nous disposons d'une caractérisation précise de ce réseau car c'est

celui qui a été employé pour la réalisation de la pompe large bande dans le Chap. 3. Même si son usage réduit la plage d'utilisation du laser en termes de longueur d'onde, il est choisi lors des tests pour sa faible dépendance en polarisation et son taux de réflexion élevé. La source utilisée pour pomper le LBF est une diode en cavité étendue qui émet autour de 1550nm et dont la largeur spectrale est de l'ordre de 500 kHz. Celle-ci passe ensuite par un amplificateur Erbium pour monter en puissance avant d'être injectée dans la cavité.

Sans autres précautions au niveau des pertes intracavités (soudure, coupleur, torsion, réseau), l'effet laser est obtenu pour des puissances de pompe de quelques mW avec une fibre SMF 28 de 2 km. Comme attendu, la réjection de la pompe est efficace. La rémanence de la pompe sur la sortie laser est trois ordres de grandeur plus faible que la puissance de l'onde stokes.



Figure 4-11 : Réponse du laser à un balayage en longueur d'onde du laser de pompe. Le réseau de Bragg possède une bande de réflexion de 10 GHz et la bobine de fibre employée est de 2 km.

La figure (4-11) présente la puissance en sortie du laser Brillouin en fonction de la longueur d'onde du laser de pompe. Cette dernière est balayée de l'extérieur du réseau vers son centre et des basses longueurs d'onde vers les hautes. Tout d'abord le laser n'est pas déclenché et le détecteur est sensible uniquement à l'onde de pompe transmise par la cavité. Puis, l'onde stokes et le filtre entrent en accord et le laser se déclenche, ce qui se caractérise par un saut de puissance de 20 dB. Ensuite, on observe une perte progressive de puissance qui atteint son maximum au centre du réseau. Sur la figure (4-11), le laser est donc plus efficace sur les bords du réseau c'est-à-dire lorsque celui ci réfléchit peu et se révèle moins efficace au centre du réseau. Cela démontre la nécessité de pouvoir régler le taux de réflexion du miroir de sortie. C'est ce constat qui nous a amené à utiliser un autre miroir non linéaire (NL) comme miroir de sortie pour optimiser la réflexion.

b. Configuration utilisant deux miroirs à boucle non linéaire

Un deuxième miroir non linéaire est ajouté et remplace le réseau de Bragg dans le rôle de miroir de sortie. En jouant sur un contrôleur de polarisation placé dans la boucle du miroir de sortie, il est possible de régler finement le degré de réflectivité du miroir. Le dispositif est présenté figure (4-12).



Figure 4-12 : Schéma de principe du laser Brillouin utilisant deux miroirs à boucle NL

Sur la figure (4-13), on observe le spectre du laser à l'analyseur de spectre optique (OSA), avec une résolution de 2GHz. Lorsque le miroir non linéaire de sortie est ouvert (R=0,5), on observe la pompe à 1550nm puis décalé de 10,8 GHz vers les hautes longueurs d'onde le laser. La rejection de la pompe est de 35 dB. Le rendement du laser est de 20%. Il y a alors une bonne adéquation entre les pertes dues au miroir de sortie et celles intra cavités (soudures, connections, pertes dans les coupleurs, atténuation dans la fibre).

Lorsque la puissance de l'onde incidente injectée dans la cavité est augmentée, l'intensité de l'onde Stokes s'accroît pour à son tour jouer le rôle de pompe et générer une onde Stokes du deuxième ordre. Suivant ce schéma, une multitude d'ordres Stokes peuvent être obtenus. Ainsi, lorsque le miroir est très réfléchissant, l'intensité de l'onde stokes dans la cavité est importante et fait apparaître les ordres supérieurs comme nous l'observons figure (4-13) sur la R=0.99. L'efficacité du laser est grandement détériorée.



Figure 4-13 : Les courbes présentent le spectre du laser Brillouin pour deux taux de réflexion différents du miroir de sortie. La puissance du laser de pompe est de 44 mW et la longueur de la bobine de fibre est de 2 km.

Cette opération nous donne une information sur les pertes de la cavité. En effet, pour une efficacité optimum du laser, les pertes intracavités doivent être équivalentes aux pertes par transmission. Or, le rendement est plus élevé lorsqu'on prélève 50% de la puissance en sortie, ce qui signifie que les pertes internes de la cavité sont de plus de 3 dB. Dans l'avenir de grandes précautions doivent être prises pour minimiser les pertes.

En montant en puissance de pompe, ce laser peut être mis à profit pour réaliser des peignes de fréquence. Ainsi, avec 300 mW de pompe on obtient 20 composants stokes et anti-

stokes, comme le montre la figure (4-14). Ceci s'explique par l'action combinée de l'effet Brillouin et du mélange à 4 ondes. Ce dernier effet est présent dans la cavité car les faisceaux de pompe et de stokes se propagent dans les 2 sens, comme le montrent Lim [Lim, 1998]. Ce problème de l'apparition d'ondes stokes d'ordre supérieur est également à prévoir avec un miroir or à la place du miroir à boucle non linéaire



Figure 4-14 : La courbe présente le spectre du laser Brillouin pour un taux de réflexion maximal du miroir de sortie. La puissance du laser de pompe est de 300 mW et la longueur de la bobine de fibre est de 2 km. On obtient 20 composantes Stokes et antistokes.

On souhaite dans cette thèse utiliser le laser lorsque seul le premier ordre Brillouin est excité. Même dans ce cas, le laser est fortement multimodes. L'écart en fréquence entre ces modes est de 50 kHz, ce qui correspond à l'intervalle spectral libre d'une cavité de 2km. Ainsi plus de 600 modes peuvent être excités, ils sont espacés de 50 kHz et couvrent une zone de 30MHz. Cette largeur de 30 MHz s'explique par la largueur de la zone de gain de 20 MHz,

par les fluctuations de la diode de pompe (jigue maximum de 20 MHz est visible sur un temps de 20 ms), les vibrations de la cavité et les dérives thermiques.

Nous sommes donc passés à des cavités conçues avec des longueurs de fibre beaucoup plus courtes, de l'ordre d'une centaine de mètres pour rendre le laser monomode. Un intervalle spectral libre de quelques MHz devrait permettre l'oscillation sur un seul mode de la cavité. Le choix du miroir de sortie pour réaliser la caractérisation de la cavité est le réseau de Bragg 10 GHz car comme nous l'avons vu, il permet de simplifier l'étude et évite l'apparition d'onde stokes d'ordre supérieur. En vue d'une industrialisation, une configuration avec un miroir or en sortie de laser est réalisée, testée et discutée à la fin de cette partie.

5. Cavités réalisées avec de courtes longueurs de fibre

a) Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé figure (4-15). La source utilisée pour pomper le LBF est identique à celle utilisée précédemment. Elle passe ensuite par un amplificateur Erbium pour monter en puissance avant d'être injectée dans la cavité. A l'intérieur de la boucle du miroir non linéaire est placée une bobine de fibre standard d'une longueur de 50 ou 100 m. La polarisation est réglée à l'aide d'un contrôleur de polarisation afin de contrôler le taux de réflexion du miroir. A ce stade le miroir de sortie reste à définir.



Figure 4-15 : Schéma de principe du laser Brillouin utilisant du miroir à boucle non linéaire en cavité courte. La fibre utilisée est une fibre SMF 28 standard. Un contrôleur de polarisation est placé dans la boucle de manière à obtenir un bon recouvrement de polarisation. Le miroir de sortie est un réseau de Bragg offrant une réflexion de 90%. Le montage comporte 3 épissures

Choix du miroir de sortie :

Nous avons envisagé trois options afin de réaliser le miroir de sortie. Soit par dépôt d'or, soit en inscrivant dans la fibre un réseau de Bragg, soit encore en ajoutant un deuxième miroir non linéaire. Le choix entre ces trois solutions est réalisé à la lumière des résultats obtenus avec la cavité de grande longueur.

L'application d'un dépôt d'or ou d'argent sur la base d'un connecteur constitue un miroir de premier choix. Le taux de réflexion est élevé et le miroir à une réponse plate en longueur d'onde à l'échelle de quelques dizaines de nm. Néanmoins, le problème de l'apparition d'ondes stokes d'ordre supérieur, que nous avons vérifié en utilisant dans la configuration utilisant un miroir non linéaire, est également à prévoir avec un miroir or. De

plus le dépôt d'or sur la base d'un connecteur est relativement difficile à mettre en œuvre. Le choix d'une configuration avec deux miroirs non linéaires est écarté car il est compliqué à mettre en place et rend l'étude du LBF délicate. Ces difficultés, nous ont fait préférer pour l'étude du LBF l'utilisation du miroir de Bragg d'une largeur de 10 GHz en sortie. Les raisons qui dictent ce choix peuvent être résumées ici :

- Caractérisation facile et précise du réseau contrairement au miroir or, d'où découle un contrôle précis du taux de réflexion vers le laser et une bonne reproductibilité des résultats.
- La dépendance en polarisation du réseau est faible
- La possibilité d'inscrire des réseaux à l'USTL
- Enfin, un réseau suffisamment fin spectralement peut ne réfléchir que l'onde stokes et être transparent pour la pompe, ce qui simplifie l'étude du laser.

Le réseau de Bragg choisi est identique à celui utilisé précédemment. Sa fréquence centrale est accordée sur l'onde stokes et ne réfléchit pas l'onde de pompe. Il possède une largeur de 10 GHz centré sur 1550 nm, son taux de réflexion est de 90%. Le réseau est suivi d'un isolateur afin d'éviter tout retour parasite de lumière.

Réduire les pertes intracavités :

Pour obtenir un seuil d'oscillation laser raisonnable, il faut réduire au maximum les pertes intracavités. En effet, pour fixer un ordre de grandeur, une augmentation de 0.1 dB de perte dans la cavité, correspond à une augmentation du niveau de puissance du seuil de près de 5mW (Cf. figure 4-16). Celles-ci proviennent :

- des soudures, il y en à 3 dans la cavité, qui sont indiquées figure (4-15)
- des pertes du coupleur
- des pertes du réseau de Bragg
- des torsions et des contraintes sur la fibre



Figure 4-16 : Puissance seuil du laser en fonction des pertes intracavité pour une cavité conçue avec une de longueur fibre de 50m. Le taux de réflexion du miroir de sortie est de 90% et les pertes dans la fibre sont de 0,2 dB de pertes par Km.

Il nous a d'abord fallu diagnostiquer le problème des pertes par épissure. En effet, la mesure de pertes de puissance inférieure à 0.1 dB se révèle difficile à mettre en place car les appareils de mesure présentent alors leur limite de sensibilité. La manière de procéder afin de déterminer les pertes induites par une soudure est de mesurer l'élévation du seuil du laser par l'ajout d'une épissure dans la cavité. C'est cette mesure qui nous a révélé l'importance des pertes par épissure et la faible reproductibilité du taux de perte induites. L'amélioration est tout d'abord venu par l'utilisation d'une cliveuse à ultrason en lieu et place d'une cliveuse manuelle. Puis en remplaçant la soudeuse utilisée.

Dans un premier temps, les pertes moyennes par épissure étaient de 0,8 dB. Comme le montrent les courbes de caractérisation du laser (figure 4-17), les seuils pour une longueur de cavité de 50 m étaient alors hauts en puissance, 44 mW. De plus, l'écart type sur ces pertes était important et donc les expériences non reproductibles.

Les pertes par épissure ont été réduites à 0,02 dB de pertes avec une bonne fiabilité. Ceci, combiné à l'utilisation d'un coupleur 50/50 possédant de faibles pertes d'insertion de (0,05 dB) et d'un miroir or en sortie nous a permis d'atteindre un seuil de

12 mW. Valeur de puissance encourageante car accessible à de nombreuses diodes DFB commerciales.

b) Etude de seuils et efficacité du LBF

Une première série de résultats est menée avec cavité composée d'une boucle de 100 m de fibre SMF et du réseau 10 GHz. Le réseau est centré sur l'onde Stokes et ne présente aucune réflexion pour l'onde de pompe. Le recouvrement des polarisations de l'onde de pompe dans la boucle NL est optimisé grâce au contrôleur de polarisation placé dans la boucle. Puis la polarisation de la pompe en amont de la cavité laser est réglée de manière à minimiser le seuil du laser. Une fois ces réglages effectués, nous avons étudié la réponse du laser en fonction de la puissance de pompe. Le graphique figure (4-17) présente la puissance laser et la puissance rétro-réfléchie vers la pompe en fonction de la puissance de pompe.

Le seuil apparaît pour 16,5 dBm (soit 44 mW) de puissance de pompe et on observe alors un saut de la puissance de sortie de 30 dB. Dans le même temps la pompe est déplétée. Les pertes intracavités peuvent être estimées autour de 1,5 dB. Le rendement augmente de manière significative avec la puissance de pompe au delà du seuil. Pour 18 dBm de pompe, le laser atteint une puissance de 10 dBm, soit un rendement de 16%.

Une seconde expérience est menée avec cavité composée d'une boucle de 50m de fibre de fibre SMF. Le réseau utilisé est réalisé à l'USTL sur le banc de photoinscription de Marc Douay. Ses caractéristiques sont les suivantes : une largeur de 10 GHz, centré sur 1536 nm et un taux de réflexion de 93%. Le réseau est centré sur l'onde Stokes. Le seuil passe alors à 20dBm ce qui est en cohérence avec la division par deux de la longueur de fibre, par contre le rendement au dessus du seuil est assez faible (4%).



Figure 4-17 : Réponse du laser à un balayage de la puissance du laser de pompe. Le seuil apparaît pour 16,5 dBm (soit 44 mW) de pompe et on observe alors un saut de la puissance de sortie de 30 dB. Le temps d'acquisition du détecteur utilisé est de 100micros

c) Etude du spectre du LBF et de la réjection du faisceau de pompe

La figure (4-18) compare le spectre en longueur d'onde du laser Brillouin et du laser de pompe (avant injection). Le spectre est obtenu à l'OSA avec une résolution de 2 GHz, ce qui permet de distinguer clairement les signatures spectrales de la pompe et du laser Brillouin. La courbe a) présente le spectre en puissance de la pompe, il est centré sur 1536,65 nm. Le spectre de la sortie laser est présenté sur la courbe b). On note qu'une partie de la puissance de pompe est transmise vers la sortie du laser, mais sa puissance est atténuée de plus de 40 dB. L'onde Stokes est décalée de 10,8 GHz vers les grandes longueurs d'onde. Sa puissance est 14 dB plus faible que la puissance de pompe ce qui correspond à un rendement de 4%. La réjection de la pompe est également un paramètre important car la rémanence de la pompe est source de bruit. Ce paramètre mesure la différence de puissance entre la pompe et le laser en sortie de laser. La réjection est ici de trois ordres de grandeur et dans le test précédent avec la bobine de fibre de 100 m la réjection atteint 35 dB.



Figure 4-18 : Spectre de puissance du laser Brillouin et du laser de pompe. Les spectres sont réalisés à l'OSA avec une résolution de 0,01 nm. La courbe a) présente le spectre en puissance de la pompe, il est centré sur 1536,65.La courbe b) présente le spectre en puissance en sortie du laser Brillouin. La réjection du laser de pompe est de plus de 40 dB et le rendement est de 4%

Nous nous sommes jusqu'à maintenant intéressés aux spectres de la diode de pompe et de la sortie laser sur une bande spectrale étroite et avec une résolution relativement fine. Cette étude, nous a permis de différencier les différentes composantes spectrales en sortie du LBF et par exemple de conclure sur le taux de réjection de la pompe. Intéressons nous à présent au spectre sur une bande plus large qui nous permettra de faire apparaître le bruit d'émission spontanée de la diode de pompe et sa réduction en sortie du laser Brillouin

La pompe est constituée d'une diode accordable passant par un amplificateur Erbium, ce qui ajoute un bruit d'émission spontanée au signal utile. Ce bruit s'étend sur toute la bande passante de l'amplificateur. Si ce bruit blanc n'est pas observable sur le spectre du laser figure (4-18) réalisé avec une résolution fine de 2 GHz, il ressort nettement en dégradant la finesse de la mesure. Sur la courbe (a) de la figure (4-19) le spectre de la pompe apparait sur une largeur de plus de 285 nm et avec une résolution de 200 GHz. On distingue un pic de puissance à 1535 nm qui correspond à la diode de pompe amplifiée, et vers les hautes fréquences un bruit plat qui correspond au bruit d'émission spontanée ajouté par l'amplificateur Erbium. La courbe (b) de la figure (4-19), présente le spectre du laser Brillouin. Si la perte de puissance entre le laser de pompe et le laser Brillouin est de 14 dB, la rejection du bruit d'émission spontanée est de plus de 40 dB, ce qui offre des possibilité d'applications pour la caractérisation d'amplificateur optique ou encore la réalisation de capteur.



Figure 4-19 : Sur la courbe (a) le spectre du laser de pompe est donné sur une étendue spectrale de plus de 285 nm, avec une résolution de 200 GHz. Le bruit d'émission spontanée dû au passage par l'amplificateur Erbium est important.

Dans cette partie, nous avons vu que le LBF réalisé se révèle efficace à réjecter l'onde de pompe. La rémanence de l'onde de pompe dans le spectre de puissance de la sortie laser est 35 dB inférieure à la puissance de l'onde Stokes. Nous avons également démontré une réduction du bruit d'émission spontanée en sortie de laser de plus de 40 dB pour une efficacité laser de 4% ce qui laisse envisager des applications de filtrage. Ce dernier point sera repris plus en détails lors de l'étude du LBF en anneau (Chap. 4, III).

Dans la partie suivante, nous nous intéresserons aux propriétés de cohérence du LBF dont la caractérisation nous amènera à détailler le problème de la mesure de largeur de raie fine.

d) Stabilité et cohérence

Présentation :

La zone de gain Brillouin créée par la diode de pompe est homogène (Cf. Chap. 1). La présence d'un faible nombre de modes de cavité sous la zone de gain garantit donc que le laser soit monomode mais n'implique nullement sa stabilité dans le temps. En effet, sous l'action des perturbations extérieures (bruits techniques), les modes de la cavité se déplacent ainsi que le centre de la zone de gain Brillouin. Ainsi, les conditions de compétition entre les modes changent au cours du temps, ce qui induit des sauts de mode (malgré l'effet de tirage en fréquence) qui déstabilisent le laser.

Ces bruits techniques sont de plusieurs types. Tout d'abord, les vibrations et dilatations thermiques de la cavité déplacent en fréquence les modes de cavité mais également la fréquence centrale de la zone de gain (Cf. Chap 1). De plus, la fréquence du laser de pompe (diode laser accordable) possède une jigue importante (qui peut être vue comme un bruit technique également car elle diffère du bruit de phase intrinsèque du laser de pompe) qui ce traduit par oscillation de la fréquence centrale de la zone de gain. La fréquence centrale de la

pompe se déplace à une vitesse de un MHz à la ms et parcours une amplitude d'environ 20 MHz.

Mesure de la cohérence du laser

La mesure de largeur de raie est généralement réalisée par une méthode d'hétérodynage. Pour ce faire, deux lasers Brillouin sont mélangés sur une photodiode et le signal est envoyé sur un analyseur de spectre radiofréquence. Or, en plus de déstabiliser périodiquement le laser, les bruits techniques se traduisent par une dérive en fréquence plus ou moins rapide du laser Brillouin. La largeur mesurée dépend donc du temps d'acquisition de l'appareil de mesure. Si ce temps d'acquisition est plus long que la vitesse d'évolution des fluctuations dues aux bruits techniques, le spectre mesuré s'étendra sur une bande spectrale dépassant la largeur intrinsèque du laser. La méthode par hétérodynage se révèle donc mal adaptée à notre cas.

Afin de mesurer la largeur spectrale du laser Brillouin en s'affranchissant du bruit technique dû aux fluctuations de longueur de la cavité, l'idée est de réaliser deux lasers Brillouin dans la même cavité et de mesurer leur largeur par hétérodynage. Deux diodes de pompe indépendantes et assez proches spectralement, aux caractéristiques similaires à celle précédemment utilisée, sont pour cela envoyées dans la cavité. De ce fait le bruit technique dû aux perturbations extérieures (vibrations et dilatations thermiques) est le même pour les deux faisceaux stokes créés dans la cavité. Le battement des deux lasers Brillouin ainsi obtenu permet une mesure fine de la largeur de raie intrinsèque du laser Brillouin.



Figure 4-20 : La courbe (a) présente le spectre du battement des deux lasers Brillouin à
l'ASRF. Le spectre est centré sur l'écart en fréquence entre les deux lasers qui se situe autour de 6 GHz. Le spectre se compose d'un peigne de fréquences espacées de 3,7 MHz qui correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité. La courbe (b) présente le spectre du battement des deux lasers de pompe. Le temps d'acquisition du détecteur utilisé est de plusieurs minutes.

Ce dispositif est mis en place pour une cavité laser composée d'une boucle de 50m de fibre. La courbe (a) de la figure (4-20) présente le spectre du battement des deux lasers à l'analyseur de spectre radiofréquence. Le spectre est centré sur l'écart en fréquence entre les deux lasers qui se situent autour de 6 GHz. La courbe ne présente pas un « instantané », mais est réalisée sur un temps de pose d'une minute. Le spectre se compose d'un peigne de fréquences espacées de 3,7 MHz qui correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité. Une observation du spectre en « instantané » et en continu, montre que le laser se stabilise sur une fréquence.

La courbe (b) de la figure (4-20) présente le battement de la diode de pompe avec une diode aux caractéristiques identiques sur un temps d'acquisition d'une minute. La largeur du spectre de puissance des deux diodes de pompe correspond exactement à celle des deux lasers Brillouin. De plus, une observation spectrale du battement des lasers de pompe en « instantané » et en continu, montre que la fréquence centrale de la diode de pompe parcours environ 20 MHz en 20 ms, soit 1MHz en 1 ms. Or, les zones de stabilité temporelle de l'intensité du laser Brillouin, observable sur un oscilloscope sont de 4ms, ce qui correspond au temps que met la diode de pompe de parcourir l'intervalle spectral libre de la cavité du LBF.

Le temps d'acquisition de l'analyseur de spectre pour réaliser une mesure avec une résolution au kHz est long par rapport à la vitesse de la dérive en fréquence du laser, le spectre mesuré est donc supérieur au spectre intrinsèque du LBF. Une mesure fine de la cohérence du laser n'est donc pas réalisable dans ces conditions expérimentales.

Dans cette partie, nous avons détaillés les bruits techniques responsables de la déstabilisation du laser et discutés de la difficulté à réaliser une mesure de la largeur de raie intrinsèque du laser. Nous allons à présent nous intéresser à l'influence de la polarisation sur l'instabilité du laser.

e) Instabilités de polarisation du LBF

Plusieurs études ont montré qu'en absence de fibre à maintien de Polarisation (MP), les lasers Brillouin présentent des instabilités de polarisation [Randoux, 1999]. Le passage à la fibre à maintien de polarisation s'impose donc pour obtenir un laser stable. Le montage a été réalisé et le signal n'apparait pas plus stable car la dérive en fréquence de la diode est source d'une trop grande instabilité en fréquence. La polarisation de l'onde de pompe et de l'onde stokes se recouvrant parfaitement une diminution de la puissance du seuil est envisageable, néanmoins les épissures présentent des pertes plus importantes ce qui compense l'augmentation de gain et laisse le seuil inchangé.

Conclusion

Nous avons réalisé l'étude du LBF en configuration Fabry-Pérot en utilisant comme miroir de sortie un réseau de Bragg. Ce choix avait été dicté par sa faible dépendance en polarisation, la facilité de sa mise en œuvre ou encore le fait qu'il soit transparent pour l'onde de pompe. Néanmoins, si cette configuration est intéressante afin de caractériser la cavité laser en laboratoire, le problème d'ajustement en fréquence du réseau par rapport à l'onde de pompe rend difficile son industrialisation. Pour pallier à ce problème, nous allons dans la partie suivante appliquer un dépôt d'or sur la base d'un connecteur pour réaliser le miroir de sortie.

f) LBF de Fabry-Pérot utilisant un dépôt d'or pour réaliser un miroir de sortie :

L'application d'un dépôt d'or sur la base d'un connecteur constitue un miroir de premier choix. Le taux de réflexion est autour de 90% et le miroir à une réponse plate en longueur d'onde à l'échelle de quelques dizaines de nm. Nous avons réalisé de tels dépôts à l'USTL et testé le laser dans cette configuration.

L'amélioration de la qualité des épissures et le choix d'un coupleur possédant de faibles pertes d'insertion combiné au miroir or nous a permis d'atteindre des seuils de 12 mW pour une cavité composée d'une boucle de 100m de fibre. Cette valeur relativement basse est très encourageante car accessible à la plupart des diodes DFB commerciales.

Néanmoins, se pose un problème de résonance de la pompe que nous allons détailler. Si l'application d'un miroir or a pour effet positif d'offrir une accordabilité sur une grande plage de longueur d'onde, ce miroir n'est par contre plus transparent pour l'onde de pompe et l'on retrouve un problème de résonnance similaire à celui que pose la configuration « classique » des LBF. Dans une cavité « classique » la longueur d'onde du faisceau de pompe doit être en permanence accordée avec un mode de la cavité. Pour cela un asservissement efficace doit être mis en œuvre car la condition de fonctionnement est très stricte. Dans notre cas, le laser fonctionne de manière optimum tant que la longueur d'onde du faisceau de pompe n'est pas accordée sur un mode propre de la cavité. Dans le cas contraire, une partie de la puissance de pompe passe à travers la cavité vers la sortie laser. La condition est nettement moins contraignante, nous pouvons dire que les deux situations sont complémentaires l'une de l'autre : si dans le cas de la cavité « classique » il s'agit d'obtenir une pompe résonnante avec la cavité, il s'agit ici d'obtenir une pompe non-résonnante avec la cavité. Si cette astreinte est moins stricte, elle oblige néanmoins à la mise en place d'une boucle de rétroaction pour adapter la cavité et la longueur d'onde de la pompe et ainsi éviter de fortes fluctuations en intensité sur la sortie laser.

Une seconde difficulté est l'arrivée d'onde stokes d'ordre supérieurs. En effet lorsque la puissance de l'onde stokes devient suffisamment intense, elle donne naissance à une onde stokes d'ordre supérieur [Hill, 1976, p185]. Ce phénomène peut se reproduire plusieurs fois et se compliquer par l'apparition de composantes antistokes. L'onde stokes d'ordre 2 apparait lorsque la puissance de pompe est augmentée uniquement de quelques dB par rapport à la puissance de pompe seuil ce qui limite la plage en puissance d'utilisation du laser. Or, dans la configuration de type Fabry-Pérot, il est impossible de placer un élément unidirectionnel tel un isolateur.

La difficulté de réalisation du miroir de sortie peut également être évoquée.

g) Conclusion :

La caractérisation du montage proposé démontre des qualités certaines. Telles, une réjection de la pompe de plus de trois ordres de grandeur, un seuil de 12 mW accessible pour des sources commerciales, et un laser monomode. De plus, la configuration avec un miroir de sortie en or permet une accordabilité du laser sur une grande plage de longueur.

Néanmoins, cette configuration amène un certain nombre de problèmes. Tout d'abord, le nombre de modes critiques est deux fois plus petit dans une cavité de type Fabry-Pérot que pour une cavité en anneau. Il est donc nécessaire de réduire de moitié la longueur de la cavité pour obtenir un régime de miroir Brillouin et ce qui a pour effet d'augmenter la puissance seuil du laser. On note également un problème de résonance de la pompe. Bien que complémentaire à celui des cavités de configuration « classique » et donc moins contraignant, il astreint cependant à la mise en place d'une boucle de rétroaction pour adapter les modes de la cavité et l'onde de pompe. Enfin, une cascade stokes est inévitable, ce qui complique la dynamique du laser et restreint sa plage de fonctionnement en puissance.

Si cette cavité s'avère prometteuse, elle se révèle difficile à maîtriser notamment par le fait de l'apparition d'ondes Stokes d'ordres supérieurs et d'une résonnance sur la l'onde de pompe. Pour ces différentes raisons, une cavité en anneau utilisant un circulateur est préférée. Elle se révèle plus simple et élimine un certain nombre de difficultés.

III. Cavité avec circulateur :

Notre objectif dans cette partie est de réaliser un LBF de configuration simple et sans résonance sur la pompe qui puisse être injecté par une diode DFB commerciale. La méthode que nous proposons, est une cavité en anneau utilisant un circulateur qui résout un certain nombre de problèmes soulevés dans la partie précédente (Chap. 4, II). En effet, le circulateur étant un élément unidirectionnel dans la cavité, la pompe n'est jamais résonnante et les ondes d'ordre Stokes supérieur ne peuvent pas apparaitre.

Le laser construit présente un seuil à 13 dBm pour une cavité de 110 m, une rejection de l'onde de pompe de plus de 40 dB et une efficacité de l'ordre de 20%. Sa largeur spectrale est inférieure au kHz et en absence de toute boucle de rétroaction des plages de stabilité de plusieurs minutes sont observées. Enfin, le montage que nous proposons est compact, robuste et son coût de fabrication relativement faible en vu d'une industrialisation.

La cavité peut également être utilisée séparément en vu d'affiner spectralement des diodes lasers. En effet, il est envisageable de l'employer avec différents lasers de pompe sans autres réglages. En effet, la cavité est entièrement réalisée en fibre à maintien de polarisation, elle ne présente pas de résonance sur la pompe et est passante sur toute la bande conventionnelle (C-Band).

Nous démontrons également que le laser Brillouin peut être avantageusement utilisé pour la caractérisation spectrale de lasers cohérents. En effet, les mesures utilisant le principe d'hétérodynage ne sont pas toujours applicables et celles utilisant le principe de l'homodynage s'avèrent onéreuses et peu industrialisables. La configuration proposée se révèle au contraire stable et efficace pour déterminer la finesse spectrale de laser cohérent. Cet outil de caractérisation est mis à profit de manière à caractériser spectralement le laser Brillouin réalisé puis à comparer ses qualités spectrales du laser à celles d'une diode DFB.

1. Description générale du dispositif :



Figure 4-21 : Schéma de principe du laser Brillouin. Le faisceau de pompe est introduit dans la cavité via un circulateur et circule dans le sens des aiguilles d'une montre. L'onde Stokes qui circule en sens inverse est extraite à l'aide d'un coupleur 90/10. La longueur totale de la cavité est de 110m

Le montage expérimental est schématisé sur la figure (4-21). La source utilisée est une diode DFB émettant autour de 1550nm et qui délivre une puissance allant jusqu'à 50 mW. La pompe est injectée dans la cavité au travers d'un circulateur. Ce dernier permet le passage de la lumière du port 2 vers le port 3, du port 3 vers le port 1 et se comporte comme un isolateur pour la lumière arrivant sur port 1. L'onde de pompe circule dans le sens des aiguilles d'une montre dans la cavité et crée une zone de gain Brillouin dans une bobine de fibre à maintien de polarisation de 110 m. Le faisceau de pompe est bloqué en revenant sur le circulateur qui est l'élément directionnel de la cavité. Ainsi, la pompe n'est pas résonnante avec la cavité.

L'onde stokes circule en sens inverse dans la cavité en anneau, le circulateur est par conséquent passant, et l'onde est extraite à l'aide d'un coupleur 90/10. Le montage est entièrement réalisé en fibre à maintien de polarisation de la pompe jusqu'à la sortie laser. L'analyse en sortie de coupleur est réalisée simultanément à l'OSA et au SRF, ou encore en temps réel à l'aide d'un oscilloscope.

2. Difficultés liées au montage

a. Choix de la diode de pompe :

Un travail important est mené afin de sélectionner une diode de pompe d'une largeur de 1 MHz et possédant une stabilité en fréquence de l'ordre de la minute. Pour se faire nous disposons de plusieurs diodes DFB de différents constructeurs et de plusieurs alimentations en courant différentes. Afin de retenir la DFB ayant les qualités spectrales requises, il est nécessaire de comparer les caractéristiques des diodes mais également des alimentations. En effet deux problèmes se posent. La diode peut être intrinsèquement mauvaise spectralement, ou présenter de hautes qualités spectrales mais voir ces qualités se dégrader pas l'utilisation d'une alimentation bruyante. La caractérisation sub-MHz se révèle difficile à mettre en œuvre par les méthodes « classiques » et la sélection d'une diode délicate. En effet, la mesure par hétérodynage, par battement de deux diodes DFB, est dans ce cas inopérante car elle ne permet pas de trancher entre les deux diodes celle aux qualités spectrales moindres. La mesure par homodynage quant à elle, étant source de bruit technique doit être écartée. Une solution originale est d'utiliser le laser Brillouin pour réaliser la caractérisation des diodes DFB. Cette méthode qui sera détaillée plus loin, nous a permis de converger vers une diode DFB (CQF 938 JDS Uniphase) possédant une largeur spectrale 1 MHz, avec des dérives en fréquence de l'ordre du MHz par minute au lieu du MHz par ms des diodes en cavité étendue utilisées dans la partie précédente (Chap. 3, II).

b. Réduction des pertes intracavités :

Une attention particulière est portée sur le niveau de pertes intracavités. Les sources de pertes sont nombreuses :

- Pertes par épissure, qui sont aux nombres de trois dans la cavité
- Pertes du coupleur
- Pertes du circulateur
- Enfin pertes par torsion

Les pertes par épissure ont été réduites à 0,05 dB de pertes avec une bonne reproductibilité. Le coupleur 90/10 et le circulateur admettent respectivement, des pertes d'insertion de 0,2 dB et 0,5 dB. Les pertes par torsions sont évitées en appliquant des rayons de courbure importants dans la cavité.

3. Les avantages de la configuration en anneau utilisant un circulateur :

La cavité en anneau présentée figure (4-21) présente de nombreux avantages qui peuvent être cités avant même une caractérisation du laser :

- La pompe est non-résonnante dans la cavité et l'onde stokes d'ordre 2 n'apparait pas grâce au circulateur qui fait office d'élément unidirectionnel
- Contrairement aux lasers Brillouin en anneau « classiques », l'onde stokes n'est pas renvoyée vers le laser de pompe ce qui a pour effet d'augmenter la puissance laser réellement disponible et de ce fait l'efficacité globale du laser. En effet, comme nous l'avons vu en première partie, dans les cavités « classiques », il est nécessaire d'interposer entre le laser de pompe et la cavité un coupleur, qui a pour effet de réduire la puissance globale du laser Brillouin.

- Peu difficulté de fabrication à prévoir, l'industrialisation est donc envisageable.

4. Caractérisation du LBF :

a. Etude du seuil et de l'efficacité du LBF

Un pompage direct par une diode DFB est permis car le laser admet un seuil relativement bas de 13 dBm. Le faisceau de diode étant polarisé rectilignement, il est injecté directement dans la cavité sans autre précaution et sans ajout de contrôleur de polarisation. Le rapport entre la puissance en sortie de diode laser et la puissance du laser Brillouin disponible approche dans ces conditions les 20%. Cette valeur élevée de rendement s'explique en partie par le fait que le faisceau stokes ne revient pas sur la pompe. Il n'est donc pas nécessaire d'interposer entre le laser de pompe et la cavité un coupleur, qui aurait pour effet de réduire la part de puissance réellement disponible du laser Brillouin. Ce résultat peut être comparé avec le rendement obtenu par Yong et al avec une cavité comprenant un interféromètre de MZ et décrite dans la deuxième partie (Chap. 3, II) [Yong, 2003]. Si la conversion de puissance entre la pompe et l'onde stokes dans la cavité est de l'ordre de 12%, néanmoins le retour de l'onde stokes vers le laser et la nécessité d'interposer un coupleur 95/5 réduit le rendement global à 0,5%.

b. Etude du spectre et de la réjection de pompe

La figure (4-22) présente le spectre en longueur d'onde du faisceau en sortie du laser Brillouin. Le spectre est obtenu à l'OSA avec une résolution de 2 GHz, ce qui permet de distinguer les signatures spectrales de la pompe et du laser Brillouin. Le niveau de puissance de la pompe résiduelle est 43 dB inférieur à la puissance de l'onde Stokes. Ce résultat peut être comparé avec la rejection de pompe des expériences rapportées par Yong et al qui est de 25 dB.



Figure 4-22 : Spectre de puissance du laser Brillouin. Le spectre est réalisé à l'OSA avec une résolution de 0,01 nm. La réjection du laser de pompe est de 43 dB.

c. Etude de la stabilité du LBF

En absence de toute boucle de rétroaction, la fréquence centrale du laser se déplace de quelques MHz sur une journée. Cette jigue du laser s'explique par le bruit technique auquel est soumis la cavité mais également par la jigue du laser de pompe. Ces bruits techniques provoquent des sauts de mode, et le laser devient instable. La courbe de la figure (4-23) présente la puissance en sortie du laser Brillouin en fonction du temps. Entre deux sauts de mode, le laser est stable pendant plus de 40 secondes. Il est à noter que des stabilités de plusieurs minutes ont été observées. La mise en place d'une boucle rétroagissant sur la longueur de cavité via une calle piézo-électrique permettrait d'éviter les sauts de mode du

laser et ainsi de stabiliser le LBF. Néanmoins, elle n'empêchera pas une lente dérive en fréquence.



Figure 4-23 : La figure présente la puissance en sortie du laser Brillouin en fonction du temps. On note une plage de stabilité de plus de 40 secondes

d. Etude de la cohérence du LBF :

La cohérence du LBF peut être estimée par la relation établie par Debut [Debut, 2001]. Le rapport des largeurs spectrales de la pompe et de l'onde stokes est donné par le facteur Kqui est fonction des pertes intracativés. Le taux de pertes par transmission dans la cavité est donné par la $\Gamma_c = -clnR/nL$, où R=0.9 et L=110m. A ces pertes par transmission, il convient d'ajouter les pertes intracavités dues aux épissures et aux composants intracavités qui peuvent être estimées autour de 0,8 dB. Le facteur K prend une valeur de 126 pour cette cavité, d'où l'on déduit, d'après l'équation (4-5) établie dans la première partie du chapitre, la largeur spectrale du laser $\Delta vs \approx \Delta vp/17000$. La largeur spectrale de l'onde de pompe étant de 1 MHz, la largeur spectrale intrinsèque du laser Brillouin est potentiellement de 60 Hz ce qui correspond à une longueur de cohérence de 5000 km !

La mesure de largeur de raie est réalisée par une méthode d'hétérodynage. Pour ce faire, deux lasers Brillouin sont mélangés et envoyés via une photodiode sur un analyseur de spectre radiofréquence. L'astuce est de pomper les deux LBF par la même diode DFB. Ce procédé permet comme décrit dans la deuxième partie (Chap. 3, II) de s'affranchir du bruit technique de la diode. Sans aucune boucle de rétroaction et sans thermalisation ni protection acoustique du laser, la largeur de raie mesurée est de 1 kHz. Pour obtenir une mesure plus fine, une réduction des bruits techniques est nécessaire. En effet, les bruit techniques de la cavité se traduisent par une dérive en fréquence du laser Brillouin. La largeur mesurée dépend donc du temps d'acquisition de l'analyseur de spectre. Si ce temps d'acquisition est plus long que la vitesse d'évolution des fluctuations dues aux bruits techniques, la largeur spectrale mesurée s'étendra sur une bande spectrale dépassant la largeur intrinsèque du laser.

Si nous avons pu mettre en place une méthode d'hétérodynage qui permet de s'affranchir des bruits techniques cette opération n'est pas toujours possible à mettre en œuvre. Nous verrons d'ailleurs dans la partie suivante que la caractérisation spectrale sub-MHz est difficile à réaliser et que les méthodes classiques que sont l'hétérodynage et l'homodynage se révèlent soit impossibles à mettre en place soit encore difficilement industrialisables. Ce constat nous a amené à envisager l'usage du LBF réalisé à des applications de métrologie.

5. Application du LBF à la caractérisation spectrale de laser : Métrologie

Deux méthodes sont classiquement mises en œuvre afin de mesurer les performances spectrales de lasers. Ces deux méthodes sont basées, soit sur un principe d'hétérodynage, c'est-à-dire en mélangeant deux sources dont une source de référence. Soit sur un principe d'homodynage utilisant une source unique. Ces deux méthodes consistent à transposer l'énergie du faisceau optique à plus basse fréquence avant détection avec un analyseur de spectre radiofréquence. Dans cette partie, nous discutons tout d'abord ces deux configurations standards en soulignant les situations expérimentales auxquelles elles sont mal adaptées. Puis, nous proposons une méthode basée sur l'utilisation de la cavité Brillouin en anneau et l'appliquons à la caractérisation de laser.

a. Mesure par homodynage

Cette méthode utilise uniquement la source laser à caractériser et est basée sur l'usage d'un interféromètre de March-Zender (MZ) [Nazarathy, 1989]. Le schéma du dispositif est représenté figure (4-24). Le faisceau du laser est divisé en deux bras par un coupleur et une partie du faisceau de pompe est envoyé dans un modulateur électro-optique (MEO) piloté par une source micro-onde. Le faisceau optique est modulé en intensité ou en phase sinusoïdalement à la fréquence de modulation Fm. L'autre partie du faisceau est envoyé dans une bobine de fibre qui sert de ligne à retard afin d'obtenir deux faisceaux incohérents l'un par rapport à l'autre. La polarisation doit être redressée en plaçant un contrôleur de polarisation sur l'un des deux bras de l'interféromètre de MZ. Enfin les deux faisceaux sont recombinés et leur battement est détecté sur une photodiode. Le spectre de puissance détecté à la fréquence de modulateur permet d'éviter le bruit basse fréquence de la chaine de mesure. La finesse spectrale du laser est obtenue en mesurant la largeur à mi-hauteur du spectre et en la divisant par deux.



Figure 4-24 : Schéma de principe de la mesure de la largeur spectrale d'un laser à l'aide d'un interféromètre de March-Zender

La première difficulté pour la mise en place d'un tel dispositif est de réaliser une différence de chemin optique entre les deux bras suffisante pour obtenir deux faisceaux incohérents. Pour un laser de quelques dizaines de kHz de largeur spectrale, une bobine de plusieurs dizaines de km est nécessaire. En effet, si les deux faisceaux sont fortement corrélés, la différence de phase entre les deux faisceaux est parfaitement définie, et aucune mesure de largeur spectrale n'est possible.

La mesure par homodynage nécessite donc l'usage d'une bobine de fibre de plusieurs km voir plusieurs dizaines de km ($\approx 20 \text{ €/m}$), d'un modulateur électro-optique ($\approx 3000 \text{ €}$), d'une source de signal micro-onde ($\approx 3000 \text{ €}$), d'un contrôleur de polarisation pour redresser les polarisations en sortie du MZ, enfin deux coupleurs. Le coût du dispositif est donc relativement élevé.

De plus, l'usage de bobine de plusieurs dizaines de mètres pose d'autres problèmes. Tout d'abord, l'interféromètre de MZ doit dans ces conditions être réalisé en fibre standard ce qui rend nécessaire un réglage sur les polarisations. De plus, l'atténuation dans la bobine n'est plus négligeable et il faut tenir compte des effets non linéaires. Enfin, il faut tenir compte du bruit technique de l'interféromètre de MZ qui lui aussi est soumis au bruit acoustique et thermique. Ce dernier est non négligeable compte tenu de la différence de chemin optique nécessaire. De ce fait le bruit technique du laser à tester et de l'interféromètre se cumulent. Si cette méthode a fait ses preuves en laboratoire, elle est contraignante est difficilement industrialisable.

b. Mesure par hétérodynage

Cette méthode consiste à effectuer le battement du faisceau que l'on souhaite caractériser avec un faisceau de référence supposé monochromatique. L'expérience donne alors directement accès au spectre du laser à caractériser. Le schéma de principe du dispositif est indiqué figure (4-25).

Dans la réalité le faisceau de référence n'est jamais monochromatique, et le spectre obtenu est la convolution des spectres des deux sources. Si la méthode est puissante, elle nécessite néanmoins de posséder une source laser de référence. Cette dernière doit posséder une fréquence centrale proche de celle du laser à caractériser, elle doit être fine spectralement et son spectre doit être parfaitement déterminé. Dans la réalité, ces conditions sont difficilement réunies. Ainsi, la mesure par hétérodynage est souvent réalisée avec deux sources lasers de même type. Dans ce cas, si l'une des deux sources est bruyante, il est impossible de déterminer laquelle et de conclure sur les qualités spectrales de l'un ou de l'autre laser.



Figure 4-25 : Schéma de principe de la mesure spectrale d'un laser par battement avec une autre source laser

c. Mesure utilisant le LBF réalisé

Nous présentons une méthode alternative de manière à caractériser spectralement des sources lasers. L'idée est d'exploiter les propriétés d'affinement spectral et de décalage naturel du laser Brillouin développé. Le dispositif est exposé sur la figure (4-26). Le faisceau laser à analyser est divisé en deux par un coupleur. 90% de l'énergie est envoyée dans la cavité en anneau et génère une onde Stokes. La sortie du laser Brillouin est combinée avec le faisceau de diode à analyser via un coupleur 50/50 et le battement des deux est détecté par une photodiode. L'émission du laser Brillouin étant très cohérente, le bruit de son battement avec le laser de pompe est principalement donné par le bruit de phase du laser de pompe. Autrement dit: mesurer le bruit de la porteuse micro-onde revient à mesurer la largeur de raie du laser de pompe. Il est à noter que dans ce dispositif, c'est le décalage Brillouin de 10.8 GHz qui fait office de MEO. La plage de fréquence disponible pour la mesure est donc de 10,8 GHz. Le système est stable et les mesures sont systématiques.

La méthode est nettement plus efficace que la méthode par homodynage. Elle utilise un circulateur et trois coupleurs. De plus, la longueur de fibre utilisée n'est que de 100 m ce qui permet de réaliser le montage entièrement en fibre à maintien de polarisation. On peut également imaginer une variante au dispositif pour faire l'économie d'un coupleur. Par le coupleur de sortie (90/10) de la cavité laser, sort d'un coté le laser et de l'autre une partie de l'onde de pompe injectée dans la cavité. La recombinaison de ces deux faisceaux peut se faire par recombinaison des deux bras du coupleur de sortie sur un second coupleur. Le dispositif se résume alors à 100 m de fibre MP, un circulateur MP et deux coupleurs MP. Le procédé est robuste et économique, et ne nécessite aucun réglage du fait de l'usage de composés à maintien de polarisation ce qui en fait un bon candidat en vu d'une potentielle industrialisation.



Figure 4-26 : Schéma du dispositif utilisant une cavité Brillouin en anneau et permettant la caractérisation spectrale d'une source laser

6. Exemples d'applications

a. Application à la caractérisation spectrale de diode DFB

Le dispositif décrit précédemment est mis en place et utilisé pour résoudre une difficulté qui s'est posée en vu de la réalisation d'un laser Brillouin stable. En effet un des principaux problèmes rencontrés, tant dans la configuration en anneau que dans celle de type Fabry-Pérot comportant une boucle non linéaire, est de disposer d'un laser de pompe fin spectralement et de fréquence centrale stable. Pour ce faire nous disposons de plusieurs diodes DFB et de plusieurs alimentations en courant différentes. Une caractérisation et une comparaison des spectres des diodes est donc nécessaire. La mesure par hétérodynage se révèle inopérante car on ne peut conclure entre deux diodes celle qui est source de bruit et la mesure par homodynage étant source de bruit technique doit être écartée.

Par contre, l'utilisation de la cavité Brillouin nous permet de comparer les alimentations de diode et les diodes de manière rapide et efficace.


Figure 4-27 : Spectre d'une diode DFB alimenté par deux sources de courant différentes. La fréquence centrale est de 10,8 GHz, décalage de fréquence entre la diode et le laser Brillouin. Les largeurs à mi-hauteur des courbes a) et b) sont respectivement de 1 MHz et 3,7 MHz. La résolution de la mesure est de 100 kHz.

La figure (4-27) présente le spectre d'une diode DFB pour deux alimentations de deux constructeurs différents. La largeur à mi-hauteur des spectres de puissance passe de 3,7 MHz à 1 MHz en changeant la source de courant de la diode DFB. Cette réduction de la largeur spectrale correspond en terme de courant d'alimentation de la diode à une réduction des fluctuations de courant, celles-ci passant de 25 μ A, à moins de 5 μ A ! C'est en comparant les spectres en fréquence des différentes diodes et en améliorant progressivement la qualité des alimentations de diode laser que nous sommes parvenu à disposer d'une diode de pompe possédant une bonne pureté spectrale. Rappelons que la diode DFB retenue possède une largeur spectrale d'environ 1 MHz avec dérives en fréquence de l'ordre du MHz par minute au lieu du MHz par ms de la diode utilisée dans la deuxième partie (Chap. 3, II).

b. Application à la caractérisation spectrale du laser Brillouin et discussion



Figure 4-28 : Schéma de principe du dispositif permettant la caractérisation spectrale du laser Brillouin par la mise en cascade de deux lasers Brillouin

On procède pour ce faire, à la mise en série des deux lasers Brillouin comme le montre la figure (4-28). Le premier laser Brillouin (LBF1) est pompé par une diode DFB. En sortie, le faisceau du laser est divisé en deux. Une partie est amplifiée dans un amplificateur Erbium avant d'être injecté dans le second laser Brillouin (LBF2). L'amplification préalable est nécessaire car la puissance du premier laser est trop faible pour amorcer l'onde stokes dans le second. La sortie du LBF2 est recombinée avec une partie du faisceau du LBF1 via un coupleur 50/50 et envoyée sur une photodiode. Cette configuration donne directement accès au spectre du LBF1. La largeur spectrale à mi-hauteur mesurée est de 1 kHz ce qui correspond à la limite de résolution de l'appareil, comme le montre le spectre de la figure (4-29).



Figure 4-29 : Spectre du laser Brillouin sur une bande spectrale de 1MHz et avec une résolution de 1 kHz. La largeur spectrale mesurée est de 1 kHz et correspond à la limite de résolution de l'appareil. La fréquence zéro correspond à une fréquence de 10,8 GHz.

c. Comparaison spectrale du laser Brillouin et de la diode DFB de pompe

Nous nous sommes jusqu'à maintenant intéressé aux spectres radiofréquences de la diode de pompe et de la sortie laser avec une résolution fine et sur une bande spectrale étroite. Cette étude, nous a permis d'observer les propriétés d'affinement spectral du laser Brillouin. Les spectres des figures (4-27) et (4-29) démontrent un affinement par au moins trois ordres de grandeur entre le faisceau de pompe et le faisceau du laser Brillouin. Intéressons nous à présent au spectre sur une bande spectrale plus large, ce qui nous permettra de faire apparaître le bruit haute-fréquence (c'est-à-dire supérieur au kHz) de la diode de pompe et sa réduction en sortie du laser Brillouin.

La figure 4-30 présente les spectres du laser Brillouin et de la diode DFB de pompe sur une bande spectrale de 500MHz et pour une résolution de 1 MHz. Le spectre de la diode de pompe du laser, qui possède déjà un RIN très bas (-160 dB/Hz), fait apparaître un bruit haute-fréquence qui ne se retrouve pas sur le spectre du laser. Le bruit à 10 MHz et 50 MHz est respectivement réduit d'au moins 30 dB et de 20 dB. Il est à noter que le dispositif de mesure que nous proposons est sensible à la fois au bruit de phase et au bruit d'intensité. Le laser Brillouin se révèle donc être un filtre pour le bruit haute-fréquence ce qui ouvre des perspectives en terme d'application pour la caractérisation d'amplificateur optique comme les amplificateurs Erbium ou pour la réalisation de capteurs.



Figure 4-30 : Spectre du laser Brillouin et de la diode DFB de pompe sur une bande spectrale de 500MHz et avec une résolution de 1 MHz. Le zéro de fréquence correspond à une fréquence de 10,8 GHz.

Conclusion

L'objectif assigné de réaliser un LBF de configuration simple, sans résonance sur la pompe et qui puisse être injecté par une diode DFB commerciale est accompli. Le laser est monomode, d'une largeur spectrale inférieure au kHz, stable en fréquence et en intensité, son seuil est de 13 dBm, sa réjection de plus de 40 dB et il offre une accordabilité fine sur une grande plage de longueur d'onde. Enfin, le montage que nous proposons est également compact, robuste avec un coût de revient relativement faible en vue d'une industrialisation.

La cavité peut également être utilisée séparément car elle ne présente pas de résonance sur la pompe et est passante sur toute la bande Conventionnelle (C-Band) entre 1525nm et 1565nm. Il est donc envisageable de l'utiliser sans autres réglages de manière à affiner spectralement divers types de sources. De plus la diminution du bruit d'émission spontanée par le laser ouvre des perspectives vers d'autres types d'applications telles que le filtrage, la caractérisation d'amplificateur optique comme les amplificateurs Erbium ou pour la réalisation de capteurs.

Nous démontrons également que le laser peut être avantageusement utilisé pour la caractérisation spectrale de lasers cohérents (kHz). En effet, les mesures utilisant le principe d'hétérodynage ne sont pas toujours applicables et celles utilisant le principe de l'homodynage s'avèrent onéreuses et peu pratiques à mettre en place dans l'industrie. La configuration proposée se révèle au contraire stable et efficace pour déterminer la finesse de laser cohérent.

REFERENCES:

[Agrawal, 2001]G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed. (Academic, San Diego, Calif., 2001).

[Bayvel, 1989] P. Bayvel et I. P. Giles, *Evaluation of performance parameters of single-mode all-fiber Brillouin ring lasers*, Opt. Lett. 14, 581–583 (1989).

[Boschung, 1994] J. Boschung, L. Thevenaz, et P. A. Robert, *High-accuracy measurements of the linewidth of a Brillouin fiber ring laser*, Electron. Lett., vol. 30, no. 18, pp. 1488–1489, Sep. 1994.

[Debut, 2000] A. Debut, S. Randoux, et J. Zemmouri, *Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis*, Phys. Rev., vol. A62, no. 2, pp. 023803-1–023803-4, Aug. 2000.

[Debut, 2001] A. Debut, S. Randoux, et J. Zemmouri, *Experimental and theoretical study of linewidth narrowing in Brillouin fiber ring lasers*, J. Opt. Soc. Am. B 18, 556–567 (2001).

[Geng, 2006] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake, et S.Jiang, *Highly Stable Low-Noise Brillouin Fiber Laser With Ultranarrow Spectral Linewidth*, IEEE Photon. Technol. Lett. 18, 1813 (2006).

[Lecoeuche, 1998] V. Lecoeuche, D. J. Webb, C.N. Pannell et D.A. Jackon, *Brillouin based distributed fiber sensor incorporating a mode-locked Brillouin fiber ring laser*, Opt. Comm., 152, 263 (1998).

[Lecoeuche, 2000] V. Lecoeuche, P. Niay, M. Douay, P. Bernage, et J. Zemmouri, *Bragg grating based Brillouin fibre laser*, Opt. Comm. 177, 303, (2000).

[Lim, 1998] D.S. Lim, H.K. Lee, K.H. Kim, S.B. Kang, J.T. Ahn,, D.I. Chang et M.Y. Jeon. *Figure of eight Brillouin/erbium fibre lasers*, Electronics Letters, Volume: 34, Issue: 25, (1998).

[Montes, 1999] C. Montes, D. Bahloul, I. Bongrand, G. Cheval, A. Mamhoud, E. Picholle, and A. Picozzi, *Self-pulsing and dynamic bistability in cw-pumped Brillouin fiber ring lasers,* J. Opt. Soc. Am. B 16, 932 (1999).

[Nazarathy, 1989] M. Nazarathy, W. V. Sorin, D. M. Baney et S. A. Newton, *Spectral analysis of optical mixing measurement*, J. Lightwave Technol., 7, 1083 (1989).

[Nicati, 1993] P. A. Nicati, K. Toyama, S. Huang, et H. J. Shaw, *Temperature effects in a Brillouin fiber ring laser*, Opt. Lett. 19, 2123, (1993).

[Norcia, 2003] S. Norcia, S. Tonda-Goldstein, R. Frey, D. Dolfi, et J.-P. Huignard, *Efficient single-mode Brillouin fiber laser for low noise optical carrier reduction of microwave signals*, Opt. Lett. 28, 1888–1890 (2003).

[Norcia, 2004] S. Norcia, R. Frey Sylvie, S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, et JP. Huignard, *High-efficiency single-frequency Brillouin fiber laser with a tunable coupling coefficient,* J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 21, No. 8, August 2004.

[Ponikvar, 1981] D. R. Ponikvar, and S. Ezekiel, opt. Lett. 6, 398 (1981).

[Randoux, 1995] S. Randoux, V. Lecoeuche, B. Ségard et J. Zemmouri. *Dynamical behavior* of a Brillouin fiber ring laser emitting 2 stokes components. Phys. Rev. A, 52, 2327-2334 (1995).

[Randoux, 1999] S. Randoux et J. Zemmouri, *Polarization dynamics of a Brillouin fiber ring laser*, Phys. Rev. A 59, 1644 (1999).

[Smith, 1991] S. P. Smith, F. Zarinetchi, et S. Ezekiel, *Narrow linewidth stimulated Brillouin ring Laser and applications*. Opt. Lett., 16, 393 (1991).

[Stepein, 2002] L. Stepien, S. Randoux, et J. Zemmouri, *Intensity noise in Brillouin fiber ring lasers*, J. Opt. Soc. Am. B 19, 1055–1066 (2002).

[Stokes, 1982-a] L. F. Stokes, M. Chodorow, et H. J. Shaw, *All-single-mode fiber resonator*, Opt. Lett. 7, 288–290 (1982).

[Stokes, 1982-b] L. F. Stokes, M. Chodorow, et H. J. Shaw, *All-fiber stimulated Brillouin ring laser with sub-milliwatt pump threshold*, *Opt. Lett.*, vol. 7, pp. 509–511, 1982.

[Tonda-Goldstein, 2003] S. Tonda-Goldstein, S. Norcia, D. Dolfi, et J.-P. Huignard, 40 dB dynamic enhancement of modulation depth for optically carried microwave signals, Electron. Lett. 39, 790–792 (2003).

[Yong, 2003] J. C. Yong, L. Thévenaz, et B. Y. Kim, *Brillouin fiber laser pumped by a DFB laser diode*, J. Lightw. Technol., vol. 21, no. 2, pp. 546–554, Feb. 2003.

[Zarinetchi, 1991] F. Zarinetchi, S. P. Smith, et S. Ezekiel, *Stimulated Brillouin fiber optic laser gyroscope*, Opt Lett., 16, 229 (1991)

Conclusion

Trois études ont été exposées dans le cadre de ce travail de thèse. La première traite de la capacité de l'amplification Brillouin à conserver l'information contenue dans le signal amplifié. La seconde s'attache à la réalisation d'un amplificateur Brillouin possédant une large bande passante. Enfin la dernière porte sur la réalisation de lasers Brillouin de très grande cohérence.

Nous avons tout d'abord commencé par caractériser le générateur et l'amplificateur Brillouin aux travers de mesures expérimentales de gain, de linéarité et de bande passante. Puis nous avons étudiés expérimentalement la transition entre le générateur et l'amplificateur Brillouin dans un régime où la puissance de pompe est suffisamment forte pour donner lieu à un générateur puissant en l'absence de sonde. De cette manière, il est possible d'observer le transfert de l'énergie du générateur vers la sonde amplifiée. Nous avons prouvé que même dans un régime où le générateur est puissant, les qualités spectrales de la sonde amplifiée sont préservées quand la résonance est atteinte. Le transfert de l'énergie du générateur vers la sonde est très efficace. En outre, nous avons démontré la très large dynamique de l'amplificateur Brillouin. Ces propriétés rendent un tel amplificateur approprié aux applications optiques où une dynamique élevée et de fines largeurs de bande sont exigées.

Dans la seconde partie de dette thèse, l'amplification Brillouin large bande est démontrée pour la première fois à notre connaissance, sur des largeurs spectrales de 5, 10 et 33 GHz. Avec une pompe d'une largeur spectrale de 5 GHz, un gain de 10 dB est démontré sur une plage de linéarité de plus de 45 dB. Il est également vérifié pour une telle largeur, que conformément au modèle cohérent à 3 ondes, aucune interaction longue portée n'est constatée. L'étude de l'amplificateur à néanmoins mis en évidence des faiblesses. Le gain reste faible dans des fibres standard (et est limité par des effets de mélange à quatre ondes), et le facteur de bruit est élevé comparé aux amplificateurs Erbium, aux amplificateurs à semiconducteur ou encore aux amplificateurs Raman commerciaux. De plus des problèmes apparaissent également pour élargir la zone de gain au delà du décalage Brillouin. Son usage en tant qu'amplificateur optique dans le domaine des télécommunications est donc limité et son application doit davantage être pensée en terme de filtre optique.

La troisième partie de cette étude consistait à concevoir un laser Brillouin fibré de configuration simple, sans résonance sur la pompe, qui puisse être injecté par une diode DFB commerciale. Nous avons proposé deux configurations. La première, de type Fabry-Pérot utilise un miroir à boucle non-linéaire qui réjecte le faisceau de pompe hors de la cavité. Cette cavité s'est montrée prometteuse mais difficile à maîtriser notamment par l'apparition de l'onde Stokes d'ordre 2 et par des problèmes de résonance sur la pompe. Nous nous sommes alors tournés vers une seconde configuration avec le même cahier des charges. Cette seconde configuration est une cavité en anneau munie d'un circulateur qui joue le rôle d'un élément unidirectionnel. Nous démontrons un laser monomode, d'une largeur spectrale inférieure au kHz, stable en fréquence et en intensité, un seuil de 13 dBm accessible à la plupart des diodes commerciales et une réjection de la pompe de plus de 40 dB. Enfin, le montage que nous proposons est également compact, robuste et le coût de revient relativement faible en vue d'une industrialisation.

Différentes manières d'employées la cavité Brillouin que nous avons conçue sont envisageables. Tout d'abord le laser peut être utilisé en tant que tel pour ces propriétés de cohérence par exemple en vue de génération de rayonnement THz. La cavité peut également être utilisée séparément, c'est-à-dire sans pompe attribuée, pour des applications d'affinement spectral ou de filtrage. On apprécie alors que la cavité ne présente pas de résonance sur la pompe et donc qu'aucune rétroaction ne soit nécessaire de manière à accorder la longueur d'onde de la diode de pompe sur un mode de la cavité. On peut également apprécier que la cavité soit utilisable sur une large plage de longueur d'onde (C-Band) et qu'aucun réglage ne soit nécessaire de part sa conception en fibre à maintien de polarisation. Enfin, nous avons démontré que la cavité peut être avantageusement utilisée pour la caractérisation spectrale de lasers cohérents.