

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CONCEPTION DE LASER ET CAPTEUR DISTRIBUÉ DE TEMPÉRATURE PAR
CASCADE D'ONDES STOKES BRILLOUIN STIMULÉES

VICTOR LAMBIN IEZZI

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR
(GÉNIE PHYSIQUE)

AVRIL 2018

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

CONCEPTION DE LASER ET CAPTEUR DISTRIBUÉ DE TEMPÉRATURE PAR
CASCADE D'ONDES STOKES BRILLOUIN STIMULÉES

présentée par : LAMBIN IEZZI Victor

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. LAURIN Jean-Jacques, Ph. D., président

M. KASHYAP Raman, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. LEBLOND Frédéric, Ph. D., membre

M. AZANA José, Ph. D., membre externe

DÉDICACE

À mon grand-père Albert!

REMERCIEMENTS

Le tournant d'un chapitre, le début de nouvelles aventures!

Ces dernières années ont été riches en rires, en histoires, en émerveillement, en moments de joie et de frustration ainsi qu'en découvertes, tant d'un point de vue scientifique, qu'humain. Je ne pourrais commencer ces remerciements sans mentionner le support de mon directeur de recherche, Raman Kashyap, qui a cru en moi depuis le jour 1 et m'a permis de vivre de grandes aventures qui resteront gravées dans ma mémoire à jamais! Il est responsable d'une grande part de qui je suis aujourd'hui et je le remercie chaleureusement.

Je ne pourrais passer sous silence toute l'aide et le soutien indéfectible que m'a apporté mon bon ami Sébastien Loranger alias le grand Shran sans qui toutes ces années de recherche n'auraient pas été aussi agréables et fructueuses. Ce fut un privilège et un honneur de te côtoyer toutes ces années. Je te souhaite la meilleure des chances pour tes futurs défis que je suis convaincu, tu sauras relever avec brio.

J'aimerais également remercier tous mes collègues et amis, passés et présents, dont j'ai eu bien du plaisir à échanger sur des sujets parfois pertinents et parfois moins, mais toujours stimulants : Jean-Seb alias la belle banane, Jérôme L, Jérôme P, François, Mathieu, Elton, Mamoun, Amirhossein, Mohamad, Meenu, Ameneh, Tahereh, Frédéric, Antoine, Pierre et tous les autres membres du Fabulas.

Un merci particulier au merveilleux personnel du Poly-Grames, Jules, Jean-Sébastien, Steve, Traian, Rachel et Maxime ainsi qu'à Catherine, Jean-Paul et Mikaël du département de génie physique pour votre aide et votre support tout au long de mes études!

Je voudrais également remercier le support financier du NSERC, du FRQNT, de la fondation de l'ADP ainsi que des bourses d'excellences Hydro-Québec pour le financement et le support durant mes années doctorales.

Enfin, les derniers, mais non les moindres, je tiens à remercier mes amis et ma famille, mes parents, mes grand-parents, ma sœur et belle-famille, mais particulièrement ma blonde adorée Judith, pour tout votre support durant ces longues années. Vous avez su insuffler de la joie et de l'allégresse dans ma vie, car compléter un doctorat n'est pas une mince tâche et vous m'avez aidé à garder un esprit positif tout au long de celui-ci.

RÉSUMÉ

La diffusion Brillouin fut prédite au début des années vingt par Léon Brillouin. Cette dernière décrit le comportement émanant de l'interaction lumière matière où une partie de l'énergie de la lumière est transférée au matériau sous la forme d'une onde acoustique thermique (phonon). Cet effet non linéaire d'ordre 3 est l'un des plus faciles à générer dans les fibres optiques où à saturation, la majorité de la puissance incidente est transférée vers l'onde Stokes rétrodiffusée, ce qui par le fait même limite la puissance de transmission maximale pouvant être envoyée. Vue initialement comme un problème majeur pour le réseau de télécommunication mondial, de nos jours, la diffusion Brillouin, ainsi que son homologue stimulé (SBS), sont employées dans une foule d'applications. Entre autres, la SBS sert de source laser monomode à faible largeur spectrale ou encore comme laser multicanal par un effet en cascade des ondes Stokes, comme amplificateur optique et filtre radiofréquence, ainsi que comme capteur distribué de température ou contraintes et bien plus encore.

Le sujet de cette thèse porte sur la conception, la fabrication, la modélisation ainsi que l'utilisation de lasers Brillouin multi-Stokes (MWBEFL) et se divise en deux sections. Dans la première section, une analyse complète appuyée par une modélisation mathématique décrit le comportement fréquentiel et principalement temporel des lasers MWBEFL. Bien que ce type de génération en cascade existe depuis deux décennies et de nombreuses configurations aient été proposées par le passé, une analyse temporelle exhaustive est manquante dans la littérature, ce qui est par ailleurs présenté à l'article 1. La grande conclusion de cet article 1 est que bien qu'attrayant tant comme source WDM ou comme horloge optique pour les télécommunications, les lasers MWBEFLs à longue cavité sont loin d'être simple à opérer de façon stable temporellement. Ceci est dû à la trop grande présence de modes de cavité sous chaque onde Stokes influençant aléatoirement le transfert d'énergie, la fréquence centrale des ondes Stokes ainsi que leur phase relative. La compétition de modes, les sauts de modes ainsi que l'opération multimode et les fluctuations thermiques sont toutes responsables de l'instabilité temporelle de ce type de laser. Des pistes de solutions employant un MWBEFL à courte cavité n'allouant qu'un seul mode de cavité par onde Stokes est proposé en conclusion de cette section.

Lors des articles 2 et 3 présentés dans le cadre de cette thèse et composant la seconde section du travail, une attention est portée à l'intégration des sources MWBEFLs comme senseur de

température. Une nouvelle méthode dans l'univers déjà riche des senseurs basés sur la diffusion Brillouin a été mise de l'avant avec une toute nouvelle approche c'est-à-dire en utilisant les ondes Stokes d'ordres supérieurs pour améliorer la sensibilité du détecteur en comparaison avec la littérature et ce qui se retrouve commercialement.

Lors du second article, les bases du nouveau senseur sont jetées où on y démontre une amélioration de six fois la sensibilité d'un senseur commercial. Puisque cette amélioration est proportionnelle au nombre d'ondes Stokes générées, il est possible d'améliorer considérablement cette augmentation en sensibilité. De plus, une méthode de détection autohétérodyne y est proposée pour détecter les ordres Stokes très élevés; ceux-ci pouvant être à plus de 100 GHz de la pompe, nécessitant des appareils de détection extrêmement coûteux tout en éliminant les problèmes de dérives temporelles du laser de pompe.

En conclusion de thèse, l'article 3 propose une modification du senseur à haute sensibilité afin de permettre une détection distribuée des variations de température le long de la fibre optique. Pour ce faire, des modulateurs acousto-optiques ont été insérés dans la cavité sous test afin de contrôler le temps et l'endroit où se génère la diffusion Brillouin en cascade. Plus la durée d'ouverture des AOMs est courte et meilleure en sera la résolution spatiale. Cette technique a permis de créer le premier senseur Brillouin de température distribué à haute sensibilité où une mesure à quatre fois la sensibilité normale a été obtenue. Une mesure de tension avec une sensibilité accrue est également présentée dans cette thèse. Une discussion sur les performances du système, telles que la sensibilité et la résolution spatiale ainsi que la façon de les améliorer y sont également traitées.

ABSTRACT

Brillouin scattering was predicted at the beginning of the twenty-first century by Leon Brillouin. It describes the behaviour emanating from light-matter interaction where part of the energy of the light is transferred to the material in the form of an acoustic thermal wave (phonon). This nonlinear effect of 3rd order is one of the easiest to be generated in optical fibers where at saturation, the majority of the incident power is transferred to the backscattered Stokes wave. This drastically limits the maximum power transmitted through this media. Originally seen as a major problem for global telecommunication networks, nowadays Brillouin scattering (BS), as well as its stimulated counterpart (SBS), are employed in a number of applications. Among other things, SBS serves as a single-mode laser source with a narrow spectral width or as a multichannel laser by a cascade process of Stokes waves, or as an optical amplifier and a radio frequency filter, as well as a distributed temperature or strain sensor and much more.

The subject of this thesis is the design, fabrication, modelling and use of multi-Stokes Brillouin lasers (MWBEFL) and is divided into two sections. In the first section, a complete analysis supported by a mathematical model describes the frequency and mainly temporal behaviour of the MWBEFL lasers. Although this cascading process has been investigated for over two decades and many configurations have been proposed in the past, an exhaustive temporal analysis is missing from the literature, which is also presented in the 1st article. The general conclusion of article 1 is that while attractive as both, a WDM source or as an optical clock for telecommunications, MWBEFLs long cavity lasers are far from simple to operate in a temporally stable manner. This is due to the excessive presence of cavity modes under each Stokes wave randomly influencing the energy transfer, the central frequency of each Stokes waves as well as their relative phases. Mode competition, mode hops, as well as multimode operation and thermal fluctuations are all responsible for the temporal instability of this type of laser. Solutions using a short cavity MWBEFL that allows only one cavity mode per Stokes wave are proposed at the end of this section.

In articles 2 and 3 presented as part of this thesis and composing the second section of this work, attention is paid to the integration of an MWBEFL source as a temperature sensor. A new method in the already rich universe of Brillouin based sensors is proposed with a completely new approach by using higher order Stokes waves to improve the sensitivity of the detector compared to the literature and to commercially available products.

In the second article, the basics of the new sensor are discussed, and which shows an improvement of six-fold over the sensitivity of a commercial sensor. Since this improvement is proportional to the number of Stokes waves generated, it is possible to considerably improve this increase in sensitivity. In addition, a self-heterodyne detection method is proposed to detect higher Stokes orders; these may be at more than 100 GHz from the pump, requiring extremely expensive detection devices while also eliminating the time-jitter problems of the pump laser.

In the conclusion of the thesis, article 3 proposes a modification of the high sensitivity Brillouin temperature sensor in order to allow a distributed detection of temperature variations along the optical fiber. To do this, acousto-optic modulators are inserted into the cavity under test to control the time and location where cascaded Brillouin scattering is generated. The shorter the opening time of the AOMs, the better is the spatial resolution. This technique created the first high-sensitivity distributed Brillouin temperature sensor in which a measurement of four times the normal sensitivity was obtained. A strain measurement with increased sensitivity is also demonstrated in this thesis. Discussion on the performances of the system, such as sensitivity and spatial resolution as well as ways to improve them are also discussed.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ.....	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX.....	xiii
LISTE DES FIGURES	xiv
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxii
LISTE DES ANNEXES	xxiv
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Contexte de la recherche	1
1.2 Éléments de la problématique	3
1.3 Objectifs de la recherche	5
1.4 Plan de la thèse	6
CHAPITRE 2 THÉORIE.....	8
2.1 Les mécanismes de diffusion	8
2.1.1 Diffusion Rayleigh	9
2.1.2 Diffusion Raman spontanée	10
2.1.3 Diffusion Brillouin spontanée	11
2.2 Diffusion Brillouin Stimulée	16
2.2.1 Gain Brillouin.....	17
2.2.2 Décalage fréquentiel.....	23
2.2.3 Puissance de seuil et saturation	24

2.2.4	Dépendance en déformation et température	27
CHAPITRE 3 REVUE DE LITTÉRATURE		30
3.1	Applications en lien avec la SBS	30
3.1.1	Mitigation de l'effet Brillouin	30
3.1.2	Polarisation et effets auto-induits	34
3.1.3	Lasers Brillouin à fibre	35
3.1.4	Laser Brillouin multi-Stokes à impulsions	49
3.1.5	Senseurs basés sur la diffusion Brillouin	51
CHAPITRE 4 DÉMARCHE DE L'ENSEMBLE DU TRAVAIL DE RECHERCHE ET ORGANISATION DES ARTICLES		60
4.1	Laser Brillouin en cascade à multiples longueurs d'onde	60
4.1.1	Laser Brillouin à impulsions par effet en cascade des ondes Stokes	61
4.1.2	Analyse des différentes configurations	62
4.1.3	Caractérisation des lasers Brillouin en cascade	64
4.2	Senseur de température	68
4.2.1	Augmentation de la sensibilité	68
4.2.2	Détection des ondes Stokes d'ordre supérieur	69
4.2.3	Senseur de température distribué à haute sensibilité	70
4.3	Organisation des articles	74
CHAPITRE 5 ARTICLE 1: TEMPORAL CHARACTERIZATION OF A MULTI-WAVELENGTH BRILLOUIN-ERBIUM FIBER LASER		76
5.1	Abstract	76
5.2	Introduction	76
5.3	Experimental Setup	78
5.4	Experimental Results	80

5.4.1	Individual line characterization.....	80
5.4.2	Multi-Stokes characterization	82
5.5	Theoretical Model and Numerical Analysis.....	84
5.6	Discussion	90
5.7	Conclusion.....	92
5.8	Acknowledgements	93
CHAPITRE 6 ARTICLE 2: HIGH SENSITIVITY TEMPERATURE SENSING USING HIGHER-ORDER STOKES STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING IN OPTICAL FIBER		94
6.1	Abstract	94
6.2	Introduction	94
6.3	Theory	95
6.4	Experimental results	97
6.5	Discussion	101
6.6	Conclusion.....	102
6.7	Acknowledgements	102
CHAPITRE 7 ARTICLE 3: HIGH SENSITIVITY DISTRIBUTED TEMPERATURE FIBER SENSOR USING STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING		103
7.1	Abstract	103
7.2	Introduction	103
7.3	Theory	104
7.4	Experimental setup.....	108
7.5	Results	111
7.6	Discussion	116
7.7	Conclusion.....	117

7.8	Funding sources and acknowledgments	118
CHAPITRE 8 DISCUSSION GÉNÉRALE		119
8.1	Laser MWBEFL	119
8.1.1	Influence des modes de cavité.....	119
8.1.2	MWBEFL à gain bloqué	123
8.1.3	Cavité courte	125
8.1.4	Sélection des modes de cavité.....	127
8.2	Senseur Brillouin distribué à haute sensibilité	128
8.2.1	Potentiel du senseur.....	128
8.2.2	Senseur de contrainte à haute sensibilité.....	132
8.2.3	Double modalité (contraintes et température).....	133
8.2.4	Comparaison avec les autres technologies	134
CHAPITRE 9 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		137
BIBLIOGRAPHIE		141
ANNEXES		154

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 8.1 : Liste des problèmes inhérents aux lasers MWBEFLs et les solutions proposées. .	123
Tableau 8.2 : Liste des problèmes liés au capteur de température Brillouin à haute sensibilité et les solutions qui sont proposées pour améliorer ses performances.	129
Tableau 8.3 : Comparaison des différents capteurs de température ou de contraintes distribuées disponibles sur le marché avec leurs différentes caractéristiques.	136

LISTE DES FIGURES

- Figure 2.1 : Représentation schématique des principaux mécanismes de diffusion et des niveaux d'énergie impliqués. 8
- Figure 2.2 : a) profile d'indice de réfraction mesuré pour quatre différentes fibres optiques par une technique en champ proche réfracté. Les lignes en pointillés servent comme support visuel pour indiquer les différences entre les aspects des profils d'indice (rayon du cœur et de la gaine, concentration des dopants) comparativement à la fibre de référence, soit la SMF-28 de Corning. b) Décalage fréquentiel Brillouin en fonction de la longueur d'onde pour ces quatre fibres optiques. 15
- Figure 2.3 : Principe de la création d'une onde de pression par électrostriction dû au battement entre deux ondes optiques à des fréquences légèrement différentes l'une de l'autre. 16
- Figure 2.4 : Montage expérimental utilisé lors de cette thèse pour mesurer la BGS pour différentes fibres optiques pour des longueurs d'onde de télécommunication soit autour de $1.55\mu\text{m}$. Cette technique permet d'obtenir un plus grand gain en injectant une plus faible sonde qui est grandement amplifiée par l'onde de pompe de forte intensité. La branche du haut sert à générer la sonde à l'aide d'un générateur RF modulant un modulateur électro optique (EOM). La branche du bas injecte la puissance de pompe dans le circuit optique puis le signal Stokes est récolté vers l'OSA à l'aide d'un circulateur..... 19
- Figure 2.5 : Courbe de gain Brillouin pour cinq différentes fibres optiques avec des fréquences Brillouin propres à chacune d'entre elles (a) Fibre fluorée ZBLAN, (b) fibre PR/SHG 12-07 (fibre à large gaine), (c) fibre 1310MH-HP (fibre à petit cœur), (d) fibre à gaine déprimée, (e) fibre SMF-28e. 20
- Figure 2.6 : a) Dépendance du décalage fréquentiel de l'onde Stokes ν_B par rapport à la concentration de dopant GeO_2 dans le cœur mesuré à $1.32\mu\text{m}$. b) Dépendance de la BGS $\Delta\nu_B$ par rapport à la concentration de GeO_2 dans le cœur [24]. © IEEE, 1997. Reproduit avec permission. 21
- Figure 2.7 : a) Courbe de gain SBS à faible puissance de pompe (courbe bleue) et a haute puissance de pompe (courbe verte) menant respectivement à un profil lorentzien et gaussien [35]. b) Mêmes observations qu'en a) et c), mais pour une fibre ZBLAN de 10.4 m au lieu d'une fibre

de silice. L'asymétrie provient du fait que le décalage fréquentiel est plus rapproché de la fréquence de la pompe dans la ZBLAN que la SMF-28 [36]. c) Région intermédiaire de gain dans laquelle, le gain se comporte en partie sous une forme lorentzienne et gaussienne de façon hybride avec un facteur de lissage de $k=1.6$ [35]. © OSA, 2005. Reproduit avec permission.23

Figure 2.8 : Schéma de la méthode permettant de générer et d'observer de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre optique.....24

Figure 2.9 : a) Puissance Stokes réfléchi P_s en fonction de la puissance d'entrée P_P et de la saturation de la puissance transmise P_T , b) effet de la longueur de fibre sur la puissance seuil c.-à-d. la croissance de l'onde Stokes.26

Figure 2.10 : a) Variation du décalage fréquentiel SBS induit par la tension appliquée sur une fibre optique b) Largeur de bande Brillouin en fonction de l'élongation de la fibre c) Variation du décalage fréquentiel SBS causé par un changement de température, d) Largeur de bande Brillouin en fonction de la température pour trois différentes concentrations de dopant GeO_2 dans le cœur [24]. © IEEE, 1997. Reproduit avec permission.28

Figure 3.1 : Schéma de la variation de la fréquence Brillouin induite par les portions segmentées de fibre optique afin d'augmenter la puissance de seuil globale de la SBS dans un lien optique de communication. Le laser de pompe est représenté en rouge sur la figure tandis que la première onde Stokes est en bleu pour la fibre A et en vert pour la fibre B. Puisque les deux courbes de gain ne se chevauchent pas, la génération de l'onde Stokes pour les deux courbes provient du bruit présent dans chaque fibre.32

Figure 3.2 : Schéma de la variation de la fréquence Brillouin en fonction de la température (ou tension) produisant l'effet d'une fibre segmentée. Le laser de pompe est représenté en rouge sur la figure tandis que l'onde Stokes influencée par la température est présentée en bleu (T_1), vert ($T_2 > T_1$) et orange ($T_3 > T_2$).33

Figure 3.3 : Cascade de trois fibres avec différentes fréquences Brillouin permettant de générer une raie laser Brillouin de ~ 3 kHz détectée par mesure autohétérodyne [73]. © OSA, 2012. Reproduit avec permission.37

- Figure 3.4 : a) Montage expérimental du premier laser DFB Brillouin et b) spectre du réseau de Bragg DFB [75]. © OSA, 2012. Reproduit avec permission.....39
- Figure 3.5 : a) Montage expérimental d'un laser à fibre Brillouin avec deux boucles agissant comme miroirs dans une cavité FP [11]. © OSA, 2005. Reproduit avec permission. b) Laser à fibre Brillouin auto-induit utilisant l'ASE pour commencer le processus en cascade et utilisant un SLI pour doubler le gain vu par les multiples ondes Stokes [59]. © OSA, 2006. Reproduit avec permission.41
- Figure 3.6 : a) Sur la gauche: illustration de la croissance des composantes de la cSBS, tandis que sur la droite: génération de raies à multiples longueurs d'onde avec un espacement de filtre en boucle miroir (LMF) de 0.08nm. Les points A et B montrent deux fréquences qui sont modifiées par la LMF. b) Spectre optique obtenu avec différents espacements de fréquences du LMF en fonction de la puissance de sortie de l'EDFA (puissance qui diminue de haut vers le bas) [87]. © OSA, 2006. Reproduit avec permission.....42
- Figure 3.7 : a) Montage expérimental pour la génération d'un laser à multiples longueurs d'onde par gains Brillouin-Raman combinés en utilisant une fibre à large cœur et une fibre à compensation de dispersion comme milieu de gain. b) Spectre d'amplitude plat optimisé du laser Brillouin-Raman linéaire avec 460 raies Stokes Brillouin est montré avec et sans fibre Large Effective Area Fibre (LEAF). L'utilisation de la fibre LEAF dans ce laser à longueurs d'onde multiples améliore l'OSNR, en raison de sa grande taille de cœur, qui supprime l'effet d'onde turbulente dû à l'interaction avec les modes de cavité auto-lasant le long de la fibre optique. [93]. © Wiley, 2011. Reproduit avec permission.....44
- Figure 3.8 : Schématisation du principe de la génération non linéaire du processus cSBS sur une puce de chalcogénure, où les diffusions avant et arrière sont présentées (insertions) montrant la génération du premier et second ordre Stokes [97]. © OSA, 2011. Reproduit avec permission.45
- Figure 3.9 : Diagramme de bifurcation d'un laser circulaire à fibre Brillouin [114]. © Elsevier, 2006. Reproduit avec permission.49
- Figure 3.10 : a) Démonstration de la dualité entre le domaine temporel et fréquentiel d'un laser à modes bloqués et b) même dualité, mais pour un laser Brillouin multi-Stokes à impulsions.50

Figure 3.11 : a) Concept de la détection de la température/tension par la technique BOTDR b) Résultats obtenus avec cette technique de mesure par Hiroshige Ohno [131]. © Elsevier, 2001. Reproduit avec permission.	53
Figure 3.12 : Schéma conceptuel du senseur distribué BOTDA.....	54
Figure 4.1 : Caractérisation de la courbe de gain Brillouin pour diverses fibres optiques par la technique pompe-sonde.....	61
Figure 4.2 : Montage expérimental pour la génération de multiples ondes Stokes dans un MWBEFL où a) tous les ordres Stokes oscillent dans la même direction et où b) les ordres pairs sont séparés des ordres impairs qui oscillent dans le sens contraire.....	63
Figure 4.3 : a) Spectre optique mesurée à la sortie d'un laser MWBEFL à simple cavité de 10 km. b) Spectre optique pour une cavité laser MWBEFL double où les ordres pairs sont observés à la sortie de la cavité de 10 km de fibre optique SMF-28.	65
Figure 4.4 : Mesure d'autocorrélation en configuration croisée où le faisceau à l'entrée est séparé en deux par un cristal séparateur de faisceau; le premier bras de délai où le délai temporel est fourni par deux miroirs en rotation et un bras de référence. À la convergence des faisceaux, ces derniers sont combinés vers un cristal doubleur BBO et la génération de second harmonique est détectée par une photodiode rapide.	66
Figure 4.5 : Mesure de la trace d'autocorrélation pour a) le laser simple cavité de ~10 GHz d'espacement spectral et b) celui double cavité avec un espacement spectral de ~20 GHz. .	67
Figure 4.6 : Principe proposé afin de détecter des ondes Stokes d'ordre supérieur à l'aide d'une photodiode et d'un ESA basse fréquence avec une lecture précise du battement produit par les deux cavités MWBEFLs quasi identiques où l'une d'elles est gardée à température/contraainte constante et l'autre est placée dans une chambre thermique contrôlée.....	70
Figure 4.7 : a) Schéma du branchement général servant à la modulation des AOMs. b) Schéma électrique du circuit de modulation en trois étapes, soit la séparation de la porteuse, suivi de son amplification et de sa modulation avant d'être transmise vers les AOMs.	72
Figure 4.8 : Principe de modulation des AOMs étape par étape où l'onde porteuse est séparée en deux, puis amplifiée et modulée dans chacune des branches avant d'être transmise vers les deux AOMs.	72

Figure 5.1: Experimental setup of a a) single-cavity configuration combining all Stokes waves in one direction generating a frequency comb with a spacing of ~ 10.85 GHz. b) Even and odd Stokes waves are separated in the dual-cavity configuration leading to a frequency comb generation with a spacing of ~ 20.70 GHz. c) Detection part including an optical spectrum analyzer (OSA) to acquire the frequency comb, an autocorrelator following an EDFA and a polarization controller (PC) to observe the autocorrelation function of the pulses and a wave-shaper combined with a photodiode (PD) and a real-time oscilloscope to resolve temporally the output power.79

Figure 5.2: (a) Output optical spectrum from a dual-cavity MWBEFL using a 135 m of HNLF giving a channel spacing of 0.15 nm. The colored insets represent the zoomed Stokes spectrum after the wave-shaper narrowband filter (the width of each channel has been amplified for visual purposes), (b) simultaneous temporal characterizations of three waves taken individually over a span of $50 \mu\text{s}$ show considerable fluctuations. Insets show power fluctuation over a cavity roundtrip. (c) Fast Fourier transform performed on a filtered channel (the second Stokes: S2) shown on a frequency span of 100 MHz. Cavity modes are clearly seen in the inset, spaced by 1.2 MHz corresponding to the free spectral range (FSR) of the ~ 135 m cavity (~ 165 m with connecting fibers and in-cavity EDFA).81

Figure 5.3 : (a) Typical frequency comb output spectra from a single-cavity (red solid line) and dual-cavity (black dotted line) MWBEFL for a 2.5-km-long SMF-28 with a frequency spacing of 10.85 GHz and 21.7 GHz, respectively. (b) Autocorrelation measurement at the same output port showing some pulse-like generation. (c) Real-time oscilloscope measurement for the dual-cavity MWBEFL showing low degree of coherence over a $50\text{-}\mu\text{s}$ time span. (d) $5\text{-}\mu\text{s}$ zoomed-in section from (c) with three 0.5-ns time-window insets showing interference signals centered at three different times. (e) FFT of the temporal signal data collected in the dual-cavity MWBEFL output. Insets are 100-MHz-wide zoomed-in spectra centered at 50 MHz, 10.85 GHz, 21.70 GHz and 43.40 GHz respectively from left to right. The 500-kHz spectral close-up on the most left inset shows cavity modes spaced by ~ 80 kHz equal to the FSR of the cavity. (f) FFT performed on the temporal signal data at the single-cavity MWBEFL output. Insets are 100-MHz-wide zoomed-in spectra centered at centered at 50 MHz, 10.85 GHz, 21.70 GHz and 32.55 GHz from left to right.83

Figure 5.4 : (a) Computed temporal evolution of the BP, second and fourth Stokes power over $100 t_T$, equal to $70 \mu s$ at the output of the dual-cavity configuration including a 135 m long HNLFF spool. (b) FFT performed on a Stokes (S2) signal shown on a frequency span of 100 MHz where cavity modes are clearly seen. (c) FFT of the calculated temporal signal data at the output where the pump, second and fourth Stokes waves are visible.89

Figure 5.5 : Calculated temporal interference signal power at the output of the dual-cavity configuration including a 2.5 km fiber spool (a) over $4 t_T$, equal to $\sim 50 \mu s$. (b) Zoomed-in area in (a) over $0.4 t_T$, equal to $\sim 5 \mu s$. The insets in (b) show two 0.5 ns time-window showing interference signal powers centered at 2 different times.90

Figure 6.1 : Measurement setup for temperature sensitivity characterization. Two ~ 20 GHz frequency comb generators are used, one as the sensing cavity with the test fiber and a second as a reference cavity. To observe the frequency shift, we measure the beats between the test and the reference lasers depending on temperature difference between the sensing (in a temperature tunable oven/cooler) and reference (in a temperature controlled environment) fibers.98

Figure 6.2 : Results showing sensitivity increase with increasing Stokes order. (a) Beat frequency spectra for different temperatures, showing the increase in the total frequency shift with higher Stokes orders (The curves are intentionally displaced vertically to allow easy viewing). A minimum temperature offset of around $27.9^\circ C$ was needed to resolve the beat frequency spectra from DC due to filtering at the detector. Indeed, two different types of fiber could instead have been used to allow a sufficient frequency difference at $\Delta T = 0^\circ C$. (b) Sensitivity plot of Brillouin frequency shift with temperature showing the slope (sensitivity) increasing for different observed Stokes orders.100

Figure 7.1 : Schematic of the self-heterodyne detection scheme. Similar reference and sensing oscillators generate a cSBS frequency comb from the same laser source and are recombined at an ESA where they are analyzed. Difference in the SBS frequency combs leads to a beat frequency spectrum with multiple peaks. Variation in temperature or strain leads to a shift in the beat frequencies close to baseband related to the Stokes orders in the ESA.106

Figure 7.2 : Two near identical SBS ring resonators are used; one as a reference and the other as the sensor, both sharing a common seed laser through a 3dB coupler. The signals are

recombined at their respective output by a second 3dB coupler connected to the electrical spectrum analyzer. AOMs are used as temporal gates which provide the spatial resolution of the sensor. One AOM is electrically controlled to vary the time of the overlap with the other AOM to allow a scan over the entire length of the fiber spool. The in-cavity EDFAs are used to compensate for the cavity loss. 109

Figure 7.3 : Description of the influence of AOMs gate-overlap on the cSBS generation, depicted in grey (gate 1) and blue (gate 2) in the lower part of the figure. In a) and c) the AOM gates do not overlap and the cavity loss ensures SBS does not reach threshold. In b) the AOM gates do overlap and the gain in the region is high enough for SBS to be cascaded. Control of the opening of the AOMs temporally in opposite direction, allows overlap only in a certain region of the fiber which corresponds to the spatial resolution of the system (shorter temporal gate time means better resolution). 111

Figure 7.4 : A 2.5 km (area shown by the pale grey rectangle) fiber bundle is kept at 70.0 °C while the rest of the fiber (1.5 km) is maintained at room temperature of 22.8°C. The sensor has a resolution of ~225m (shown by the darker grey rectangle). The temperature sensing signal generated by the 4th Stokes wave is compared with the 2nd Stokes wave shown by the red and blue curves, respectively. The insets show the beat frequencies for the 2nd (bottom inset) and 4th Stokes (top inset), both for a temperature of 22.8 °C (reference oscillator) and 70.0 °C (sensing coil). 112

Figure 7.5 : Distributed sensing measurement at various temperatures ranging from 22.8 °C to 90.0 °C using the 2nd Stokes order. The inset shows the beat signal between $S2, sens$ and $S2, ref$ for this temperature range. 113

Figure 7.6 : OSA spectra of the even (in blue) and odd (in red) Stokes generation. Even Stokes orders are clearly discriminated, while odd Stokes are below the ASE noise under favorable generation conditions. 114

Figure 7.7 : Demonstration of a case when proper temperature sensing is performed using higher order Stokes wave (blue curve), and when SBS is generated from ASE instead of from a cascaded process of SBS. The inset represents beat frequencies for T=22.8 °C (in blue), and T=70.0 °C with proper cSBS generation (in red), and for T=70.0 °C under poor SNR conditions when ASE is dominant for the odd Stokes wave (in grey). 115

- Figure 7.8 : Temporal gating time of both AOMs. In red the time window is narrow at around 100 ns, while in red the gating time is longer at approximately 900 ns which leads to a convolution product of 1100 ns leading to a spatial resolution of 225 m. 116
- Figure 8.1 : a) Principe de fonctionnement du laser MWBEFL où il y a présence de modes de cavité à l'intérieur de chacune des ondes Stokes émises en cascade. Les différents facteurs influençant la stabilité temporelle du laser MWBEFL lorsque plusieurs modes sont présents sont b) la compétition de modes et les sauts de modes ainsi que c) l'opération multimode et d) les fluctuations thermiques le long de la cavité qui font ainsi varier les modes lasers.... 120
- Figure 8.2 : a) Schéma du montage optique du laser MWBEFL à gain bloqué utilisant 2.4 m de fibre à l'erbium dopée entre deux FBG centrés à 1531.5 nm servant de milieu de gain dans une cavité circulaire de ~2 km de fibre SMF-28 générant un peigne de fréquence accordable dans la bande C sans apparition de modes auto-lasants. b) Spectre de transmission et de réflexion des deux FBGs. c) Spectres fréquentiels générés par ce laser pour quatre différentes BP couvrant la majorité de la bande C et mesurés à un OSA. 124
- Figure 8.3 : a) Schéma optique d'une cavité courte MWBEFL et b) spectre du laser obtenu à l'OSA dont la cavité fait 7 m et l'EDFA de rétroaction est placé à une puissance de 4W. c) Signal de battement des ondes Stokes observé à l'ESA et d) contenu des modes de cavité observés à l'ESA sur une plage de 100 MHz près du signal DC..... 126
- Figure 8.4 : Résultats montrant l'accroissement de sensibilité avec les ordres Stokes. a) Spectre de battement de fréquences pour différentes contraintes appliquées sur la fibre sous tests où plus l'ordre Stokes est élevé et plus le battement augmente rapidement (les courbes ont été intentionnellement décalées verticalement pour faciliter la visualisation). b) Diagramme de sensibilité du décalage de fréquence Brillouin avec les contraintes montrant la pente (sensibilité) augmentant pour différents ordres Stokes observés. 132
- Figure 8.5 : Variation de la pente (sensibilité) d'un senseur Brillouin a) de température et b) de contraintes en fonction de l'ordre Stokes observé. Plus l'ordre Stokes est élevé et plus la sensibilité du senseur est grande. 133

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

AOM	Modulateur acouso-optique (<i>acousto-optic modulator</i>)
ASE	Émission d'amplification spontanée (<i>amplified spontaneous emission</i>)
BEFL	Laser à fibre Brillouin et erbium (<i>Brillouin erbium fiber laser</i>)
BGS	Courbe de gain Brillouin (<i>Brillouin gain spectrum</i>)
BOCDA	<i>Brillouin Optical Correlation Domain Analysis</i>
BOTDA	<i>Brillouin Optical Time Domain Analysis</i>
BOTDR	<i>Brillouin Optical Time Domain Reflectometry</i>
BP	Pompe Brillouin (<i>Brillouin pump</i>)
BS	Diffusion Brillouin spontanée (<i>spontaneous Brillouin scattering</i>)
cSBS	Diffusion Brillouin stimulée en cascade (<i>cascaded stimulated Brillouin scattering</i>)
CW	Onde continue (<i>continuous wave</i>)
DC	Courant direct (<i>direct current</i>)
DFB	Rétroaction distribuée (<i>distributed feedback</i>)
DTS	Capteur de température distribué (<i>distributed temperature sensor</i>)
DTSS	Capteur de température et contraintes distribué (<i>distributed temperature and strain sensor</i>)
EDFA	Amplificateur à fibre dopé à l'erbium (<i>erbium doped fiber amplifier</i>)
EOM	Modulateur électro-optique (<i>electro-optic modulator</i>)
ESA	Analyseur de spectre électrique (<i>electrical spectrum analyser</i>)
FBG	Réseaux de Bragg (<i>fiber Bragg grating</i>)
FFT	Transformée de Fourier (<i>fast Fourier transform</i>)
FP	Fabry-Pérot
FSR	Interval spectral libre (<i>free spectral range</i>)

FUT	Fibre sous test (<i>fiber under test</i>)
FWM	Mélange à quatre ondes (<i>four wave mixing</i>)
HNLF	Fibre hautement non linéaire (<i>highly nonlinear fiber</i>)
LEAF	Fibre à large aire effective (<i>large effective area fiber</i>)
LMF	Filtre en boucle miroir (<i>loop mirror filter</i>)
MCVD	Dépôt chimique en phase vapeur modifié (<i>modified chemical vapor deposition</i>)
MWBEFL	Laser à fibre Brillouin et erbium à multiples longueurs d'ondes (<i>multi wavelength Brillouin erbium fiber laser</i>)
NA	Ouverture numérique (<i>numerical aperture</i>)
OSA	Analyseur de spectre optique (<i>optical spectrum analyser</i>)
OSNR	Ratio signal sur bruit optique (<i>optical signal to noise ratio</i>)
PC	Contrôleur de polarisation (<i>polarisation controller</i>)
PD	Photodiode
PMF	Fibre à maintien de polarisation (<i>polarisation maintaining fiber</i>)
REC	Critère équivalent Rayleigh (<i>Rayleigh equivalent criterion</i>)
SBS	Diffusion Brillouin stimulée (<i>stimulated Brillouin scattering</i>)
SLI	Interféromètre en boucle de Sagnac (<i>Sagnac loop interferometer</i>)
SLM	Mode longitudinal unique (<i>single longitudinal mode</i>)
SNR	Ratio signal sur bruit (<i>signal to noise ratio</i>)
SRS	Diffusion Raman stimulée (<i>stimulated Raman scattering</i>)
WDM	Multiplexage en longueur d'onde (<i>wavelength division multiplexing</i>)

LISTE DES ANNEXES

Annexe A – Liste des publications et distinctions.....	154
--	-----

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Contexte de la recherche

Le début du XXe siècle fut riche en termes de découvertes scientifiques. On peut penser aux fascinants travaux de recherche qui ont permis de jeter les bases de la mécanique quantique ou de la relativité, mais également aux découvertes des différents mécanismes de diffusion de la lumière avec la matière telles les diffusions Rayleigh, Raman et Brillouin. Ces mécanismes sont à ce jour utilisés à profusion afin, entre autres, de sonder les propriétés mécaniques des solides de façon optique, ou bien comme senseur de température et contraintes ou encore dans différents procédés laser.

Depuis sa découverte, en 1922 par Léon Brillouin, la diffusion qui porte maintenant ce nom, soit la diffusion Brillouin (*Brillouin scattering* : BS), a su susciter un intérêt important au sein de la communauté scientifique. Il démontra à l'époque de façon théorique lors de sa thèse sur la diffusion de la lumière par un corps transparent et homogène que lors d'un tel processus de diffusion inélastique, de l'énergie provenant d'une onde électromagnétique pouvait être perdue lorsqu'elle interagissait avec un phonon acoustique (vibration globale d'un matériau) réémettant un photon de plus faible énergie appelé onde Stokes [1]. Cette interaction à trois ondes se nomme la diffusion Brillouin spontanée.

Bien qu'elle fut initialement étudiée dans les gaz [2], les liquides [3] et les verres massifs [4], il faut toutefois attendre près d'un demi-siècle pour voir de grands progrès dans ce domaine avec l'invention du laser par Theodore Maiman en 1960 [5] et le développement de fibres optiques à faibles pertes par Kao et Hockham en 1966 [6]. Ces découvertes offrirent respectivement l'utilisation de sources monochromatiques ainsi que l'emploi de milieux amplificateurs de très longue distance diminuant par le fait même le seuil de puissance du signal Brillouin et elles sont à la base de la démonstration expérimentale de la diffusion Brillouin stimulée (SBS) par électrostriction.

Très rapidement, la SBS devint un sujet de recherche grandement étudié principalement dû au fait qu'elle s'avérait être un facteur extrêmement limitant sur le réseau de télécommunication, puisqu'elle limite, de par sa nature (transfert d'énergie quasi complet vers l'onde Stokes contre-directionnelle à la pompe), la puissance de transmission maximale possible. À saturation, la

majorité de la puissance incidente est transférée vers l'onde Stokes. De nombreux groupes à travers le monde ont réussi à trouver d'innovantes méthodes afin de limiter l'apparition de cet effet pour ainsi permettre une optimisation du réseau de télécommunication mondial. Depuis la fin des années quatre-vingt, de nombreuses études ont démontré l'étendue des possibilités qu'offre la SBS, soit comme filtre optique, amplificateur optique, senseur de température et de contraintes distribué, laser à fibre à faible largeur spectrale ou encore comme source laser à multiples canaux. Ces différents aspects seront davantage couverts au Chapitre 3. De ces créneaux de recherche en lien avec la SBS, deux d'entre eux sont à la base de cette thèse, soit la fabrication et la conception de lasers SBS à multiples canaux ainsi que la détection distribuée de température par l'entremise de la SBS.

En effet, la SBS possède la propriété de pouvoir se générer en cascade ; si la puissance de pompe est suffisante. Ainsi, l'onde Stokes n générée peut servir de pompe pour l'onde Stokes $n+1$ et ainsi de suite, créant du coup, un peigne de fréquence ayant un espacement fréquentiel fixe qui découle de la SBS. Les peignes de fréquences peuvent être typiquement employés pour la métrologie [7], la spectroscopie [8], la génération arbitraire de fronts d'onde [9], comme synthétiseur micro-onde [10] et source de multiplexage (WDM) [11, 12] ainsi que comme horloge optique à haute fréquence [13] pour les communications optiques. L'intérêt d'utiliser des peignes de fréquences à base de la SBS vient de leur simplicité de fabrication, leur robustesse et du fait qu'ils ne nécessitent que des composantes commerciales de base. Dans le domaine des télécommunications, l'objectif est de transmettre un maximum de canaux avec la plus grande efficacité et au coût le plus faible. La limite est donnée par la largeur spectrale du milieu de gain, typiquement la bande de l'erbium. Ainsi, dans un souci de couvrir la plus grande plage de longueurs d'onde possible, de nouvelles avenues sont constamment étudiées. Parmi celles-ci, l'effet en cascade de la SBS est considéré depuis de nombreuses années dans le but de l'employer comme source WDM avec le plus de canaux possibles et du meilleur rapport signal sur bruit (SNR).

De plus, le décalage fréquentiel de la diffusion Brillouin, lié par l'interaction d'un photon de pompe avec un phonon acoustique du milieu de propagation est dépendant de la température et de la déformation comme il fut démontré au tournant des années 90 [14, 15]. Cette dépendance en fait un excellent candidat comme senseur, qui plus est, comme senseur distribué, pavant la voie à de nombreuses démonstrations sur ce principe.

1.2 Éléments de la problématique

Bien que ces dernières vingt-cinq années, bon nombre de papiers scientifiques aient été produits sur ces sources lasers WDM-SBS, elles tardent à être réellement implantées comme système commercialisable. Il demeure qu'elles ont principalement été étudiées dans le domaine fréquentiel en supposant une bonne stabilité temporelle, quand on sait selon la littérature qu'il peut y avoir présence d'instabilité sous certaines conditions lors du transfert d'énergie entre la pompe et l'onde Stokes, et ce, même avec la présence d'une seule onde Stokes [16, 17]. Un collègue et moi-même avons proposé en 2012 une nouvelle façon d'exploiter la génération d'un peigne de fréquences Brillouin comme source laser impulsionnelle. En théorie, la SBS étant un effet paramétrique, toutes les ondes Stokes produites en cascade sont en phase les unes par rapport aux autres [18]. Cette source laser permet donc d'obtenir des impulsions picosecondes modulables avec le nombre d'ondes Stokes générées à des taux de répétition dépendant du décalage fréquentiel Brillouin, soit d'environ 10 GHz, idéal comme horloge optique à haute fréquence. Toutefois, ces impulsions, bien que respectant la théorie de Fourier, ne semblaient pas se générer convenablement. En effet, il y avait toujours présence d'un piédestal temporel inexplicable sur la trace de l'autocorrélateur ce qui sous-entend que le patron d'interférence n'est pas adéquat comparativement à un laser à modes bloqués où l'interférence des modes est constructive au moment de l'impulsion laser, mais destructive entre deux impulsions. Il s'avérait que, puisqu'il n'y a pas de mécanisme de blocage de modes, la phase est aléatoire et instable à cause de l'interférence intermodale de la longue cavité, ce qui rend l'émission instable.

C'est dans cette optique que la première partie des travaux de cette thèse se concentre; comprendre les mécanismes et les limitations par une analyse théorique et expérimentale des sources laser SBS à multiples canaux. Leur comportement fréquentiel et temporel seront analysés ainsi que la façon dont se transfère l'énergie entre la pompe et les ondes Stokes dans le but de comprendre le comportement global du laser.

Le but ultime de développer une telle source laser est d'offrir un nouvel outil au monde des télécommunications soit par l'entremise d'une source WDM ou encore en procurant une horloge optique extrêmement fiable dans le temps et dans la stabilité de répétition des impulsions afin d'encoder et de décoder le signal transmis, et ce, potentiellement à un prix moindre. Les techniques actuelles requièrent généralement des dispositifs à blocage de modes ultrarapides qui sont très

dispendieux et sont souvent capricieux à faire fonctionner. Avec ce dispositif, un tel mécanisme n'est potentiellement pas nécessaire ou bien nécessite des fréquences de rétroaction beaucoup plus faibles afin de pallier à la dérive des modes de cavité, d'où son intérêt. De plus, il offre une très grande flexibilité au niveau de la longueur d'onde d'émission et de la durée des impulsions en plus d'être petit, compact et peu dispendieux.

En second lieu, bien que les capteurs distribués utilisant l'effet Brillouin, tel que le *Brillouin Optical Time Domain Reflectometry / Analysis* (BOTDR/A) existent depuis de nombreuses années et soient déjà amplement utilisés dans la surveillance en temps réel de bris dans les infrastructures, les pipelines, les puits de forage ou encore dans les transformateurs haute tension, ces dispositifs ont toujours possédé la même sensibilité face aux fluctuations de ces variables dues aux limitations intrinsèques de la SBS. Les études se sont penchées à améliorer la résolution spatiale ainsi que la distance maximale de détection des capteurs basés sur la diffusion Brillouin, sans véritablement se pencher sur une façon de détecter plus rapidement une soudaine variation de température (ou contraintes) qui peut se faire par l'amélioration de la sensibilité du détecteur. La question se pose à savoir s'il est possible ou non d'améliorer la sensibilité des détecteurs basés sur la diffusion Brillouin tout en maintenant le comportement distribué de ces derniers. Cette question fera partie intégrante de cette thèse où il sera tenté de trouver une solution afin d'incorporer l'augmentation de sensibilité dans un senseur distribué. La solution proposée passera par l'utilisation de ces peignes de fréquences Brillouin pour améliorer la sensibilité tout en proposant une technique novatrice afin de convertir ces peignes de fréquences Brillouin en détecteur de température distribué.

L'utilité de développer de tels senseurs distribués n'est plus à faire. En effet, la demande de la société moderne d'avoir des infrastructures et services d'alimentation électrique fiables et sécuritaires n'a cessé de croître au fil des ans. Les sociétés modernes ont non seulement besoin d'une croissance au niveau de la distribution des services, mais également d'une sécurité accrue quant aux services reliés à la chaîne de production. Il faut de nos jours, prévoir en fonction de désastres qui pourraient survenir, comme un tremblement de terre par exemple. Ainsi, il devient important d'avoir des outils qui vont permettre de localiser précisément, et ce, sur des dizaines voire des centaines de kilomètres, une anomalie qui pourrait mener à une catastrophe, d'où l'intérêt évident d'une technique de modélisation en temps réel de variation de température ou de tension de façon distribuée. La mesure de la diffusion Brillouin distribuée répond justement à ces critères

contrairement à des techniques point par point comme avec des réseaux de Bragg (FBG). Cette dernière est limitée par le nombre de senseurs placés le long du parcours. Cette technique peut s'avérer très coûteuse puisqu'il faut considérablement augmenter le nombre de FBGs pour améliorer la résolution du détecteur, qui est par ailleurs limitée par la longueur des FBGs.

1.3 Objectifs de la recherche

Le projet est principalement de nature expérimentale dont les objectifs sont composés selon deux axes principaux ayant comme fil conducteur la génération en cascade d'ondes Stokes Brillouin d'ordres supérieurs à l'aide d'une cavité circulaire. Dans un premier temps, le but principal est de :

1. Comprendre les enjeux liés à la génération d'un laser à multiples canaux par génération en cascade d'ondes Stokes Brillouin d'ordres supérieurs

Où les sous-objectifs suivants sont définis

- 1.1 Comprendre l'influence de la configuration du laser sur son émission;
- 1.2 Analyser le comportement en fréquence du laser;
- 1.3 Analyser le comportement temporel du laser;
- 1.4 Comprendre l'influence de la longueur de la cavité et du type de fibre optique utilisée.

Ces objectifs permettent de bien cerner les limitations et le potentiel réel de ce type de laser afin de l'améliorer et espérer faire en sorte qu'il puisse être véritablement utilisé comme source WDM ou encore à impulsions comme horloge optique dans le domaine des télécommunications.

Le second axe vise à employer le principe d'effet en cascade pour améliorer une des facettes des senseurs de température Brillouin qui avait été laissée pour compte depuis toutes ces années, soit la sensibilité, dont l'objectif principal est défini ci-dessous:

2. Améliorer la sensibilité en température des senseurs Brillouin par la détection d'ondes Stokes d'ordres supérieurs tout en gardant le comportement distribué du senseur

- 2.1 Comprendre l'influence des ondes Stokes d'ordres supérieurs sur la sensibilité des détecteurs;

2.2 Détecter les ondes Stokes d'ordres élevés avec des appareils commerciaux abordables;

2.3 Développer une technique novatrice qui permet de générer plusieurs ondes Stokes de façon distribuée;

2.4 Maintenir une résolution spatiale acceptable.

1.4 Plan de la thèse

Le sujet sera d'abord introduit au Chapitre 2 par un survol des concepts physiques généraux importants à la compréhension du sujet suivi d'une revue de la littérature couvrant l'ensemble des avancements de la diffusion Brillouin stimulée d'hier à aujourd'hui. Les principales caractéristiques de la SBS y sont présentées, ainsi que les plus récents développements de nouvelles applications tels que les lasers Brillouin à faible largeur de bande, les lasers SBS à multiples canaux ou bien à modes bloqués en configuration circulaire ou linéaire de type Fabry-Pérot (FP). De plus, les différents systèmes de senseurs distribués SBS qui sont parmi les applications les plus explorées pour ce qui traite de la SBS seront présentés.

Suivra la revue de littérature, un chapitre introductif aux articles présentés lors de cette thèse qui aura pour but de les mettre en contexte les uns par rapport aux autres, mais également dans le cadre de la littérature actuelle. La méthodologie employée sera par ailleurs explicitée dans ce chapitre. S'en suivra aux Chapitres 5 à 7 les trois articles composants cette thèse :

- Le premier article présente l'analyse complète de systèmes laser SBS à multiples canaux où les instabilités temporelles de ces lasers sont démontrées à l'aide de prises de mesures temporelles en temps réel avec un oscilloscope de 64 GHz. Les ondes Stokes en cascade sont analysées individuellement et dans un tout afin de comprendre les mécanismes régissant ces lasers, ce qui est expliqué par une section théorique exhaustive.
- Le second article traite d'une nouvelle méthode pour améliorer la sensibilité sur la détection de la température d'un capteur Brillouin en utilisant les ondes Stokes d'ordre supérieur. Le $n^{\text{ième}}$ ordre Stokes améliore de n fois la sensibilité par rapport au premier ordre Stokes. Une méthode de détection autohétérodyne multiple est également présentée pour détecter les ordres élevés sans s'encombrer d'appareils de détection extrêmement coûteux.

- Le troisième et dernier article propose une méthode novatrice d'incorporer le principe du second article, mais de façon entièrement distribuée par l'entremise de modulateurs acousto-optique (AOM) servant de portes temporelles. Les détails de la technique y sont présentés, ainsi que les résultats et limitations actuelles.

Suivront ces trois articles, une discussion générale sur l'ensemble des travaux inclus dans cette thèse au Chapitre 8 ainsi qu'une conclusion au Chapitre 9 qui synthétisera l'ensemble des travaux de recherche présentés en situant leurs implications au niveau de l'avancement des connaissances.

CHAPITRE 2 THÉORIE

Il existe dans la nature, différents mécanismes de diffusion de la lumière par la matière qui proviennent des fluctuations des propriétés optiques du milieu de propagation. Parmi ceux-ci, les plus connus sont la diffusion Rayleigh, Raman et Brillouin. Ces deux derniers mécanismes de diffusions peuvent être générés de façon spontanée ou bien sous un champ électrique de forte intensité, de manière stimulée. Dans cette section, un rapide survol de ces trois mécanismes sera abordé, avec une analyse plus détaillée consacrée à la diffusion Brillouin qui est le principe fondamental derrière ce dont traite ce travail. Ce chapitre présente les concepts de base de la diffusion Brillouin stimulée.

2.1 Les mécanismes de diffusion

Les mécanismes de diffusion peuvent se décliner en deux catégories, une première dite élastique où se situe la diffusion Rayleigh et une seconde inélastique où l'on retrouve la diffusion Raman et Brillouin. Ce qui les différencie est le fait que pour la première, il n'y ait pas de perte d'énergie entre l'onde incidente et l'onde diffuse, l'énergie cinétique étant conservée, mais la direction de propagation pouvant avoir changé, tandis que dans le second cas, il a apparition de transfert d'énergie (décalage fréquentiel entre l'onde incidente et l'onde diffuse). La Figure 2.1 schématise les différents mécanismes de diffusion et leur décalage fréquentiel respectif.

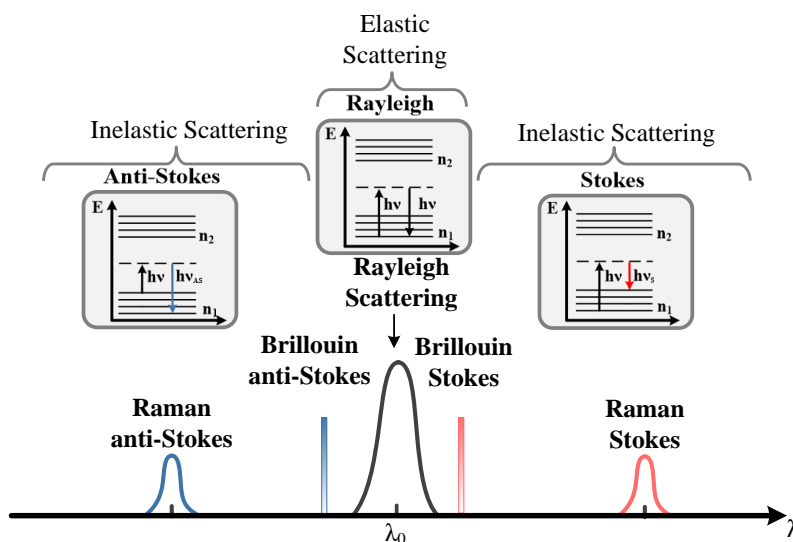


Figure 2.1 : Représentation schématique des principaux mécanismes de diffusion et des niveaux d'énergie impliqués.

Le processus de diffusion en soi ne fait pas intervenir une transition électronique, mais il s'agit plutôt d'un processus instantané faisant interagir l'onde incidente avec un phonon optique (pour le Raman) ou acoustique (pour le Brillouin) avant de la réémettre sous forme de radiation. Le processus de transition est représenté à l'aide d'un pseudo-niveau électronique (ligne pointillée dans les insertions grises à la Figure 2.1). Sur un même niveau électronique n_k ou k représente la dégénération sous forme vibrationnelle du niveau, si le niveau final n_f du processus de diffusion est plus grand que le niveau initial n_i , le milieu gagne en énergie et donc la radiation résultante s'en voit amoindrie énergétiquement, il s'agit d'un décalage Stokes. À l'inverse, si ce niveau final est inférieur au niveau initial, l'onde émise sera de plus grande énergie, il s'agit dans ce cas d'un décalage anti-Stokes. Bien entendu, une émission anti-Stokes se retrouve à être moins favorable puisqu'il faut que la molécule se retrouve initialement dans un état excité, ce qui par la statistique de Maxwell-Boltzmann se trouve à être moins favorable puisqu'à l'équilibre thermodynamique, les états excités sont moins peuplés que le niveau fondamental. Enfin, si le niveau final correspond au niveau initial, il n'y a pas de transfert d'énergie net et il faut alors parler de diffusion Rayleigh. L'élargissement fréquentiel observé à la Figure 2.1 pour la diffusion Rayleigh vient de la perte de cohérence temporelle de l'onde diffuse provenant de la sommation des diffusions incohérentes induites par les particules du milieu de propagation et donc par transformée de Fourier mène à l'élargissement spectral du pic Rayleigh. Les diffusions Rayleigh et Raman sont brièvement expliquées puisqu'elles ne constituent pas le corps de cette thèse, contrairement à la diffusion Brillouin qui sera traitée en profondeur. L'analyse se fera dans un contexte guidé (fibres optiques) étant donné que les travaux ont été effectués dans de telles conditions.

2.1.1 Diffusion Rayleigh

Phénomène à l'origine du ciel bleu, il fut l'un des premiers effets de diffusion à être démontré par Lord Rayleigh en 1918 [19]. La diffusion Rayleigh se situe dans la catégorie des diffusions élastiques (sans transfert d'énergie). Elle provient des variations de densité de la structure du milieu et se produit donc lors de l'interaction entre une particule de taille inférieure (défauts, atomes, molécules, etc.) au rayonnement électromagnétique (longueur d'onde) d'illumination. Le champ électrique oscillant de la lumière agit sur les charges de la particule lui induisant une oscillation à la même fréquence, la particule devient alors comme un dipôle radiatif dont on observe la radiation sous forme d'onde diffuse. La quantité de diffusion Rayleigh dépendra entre autres de la grosseur

de la particule ainsi que de la longueur d'onde d'émission. En effet, cette dépendance est proportionnelle à λ^{-4} . Par exemple, pour une fibre optique, la diffusion Rayleigh sera typiquement induite par des inhomogénéités créant des fluctuations de densité. À cause de ces fluctuations, l'indice de réfraction subit des variations rapides et aléatoires ce qui entraîne la diffusion de la lumière dans toutes les directions. Bien évidemment, dans le cas d'une fibre optique où un seul axe est guidé (avec un certain angle d'acceptance défini par l'ouverture numérique (NA)), cela aura une répercussion sous forme de pertes en transmission, car une grande partie de la lumière diffusée ne pourra être guidée.

2.1.2 Diffusion Raman spontanée

La diffusion de la lumière dans un milieu résulte de l'inhomogénéité de celui-ci, plus particulièrement de l'inhomogénéité de sa susceptibilité diélectrique. Les ondes acoustiques induites par l'excitation thermique du milieu sont l'une des sources responsables de la diffusion, principalement pour la diffusion Raman spontanée et la diffusion Brillouin spontanée. La lumière diffusée par ces phonons en mouvement subit un décalage en fréquence et un échange d'énergie.

Dans les faits, la diffusion Raman fut découverte conjointement par Raman et Mandelstam en 1928 [20]. Contrairement à la diffusion Rayleigh qui survient, peu importe le type de molécule, puisqu'elle ne dépend que du déplacement des charges de la molécule, la diffusion Raman agit sur des molécules qui possèdent une certaine polarisabilité. Les photons incidents à une molécule possédant une polarisabilité non nulle peuvent exciter différents modes de vibration et de rotation de la molécule (création / annihilation de phonons optiques) qui mèneront à la diffusion des photons ayant une différence en énergie, tel que présenté à la Figure 2.1. Cette différence d'énergie dépendra de l'énergie de vibration qui elle dépend typiquement de la nature de la molécule. Dans un solide, les modes rotationnels ne sont généralement pas observés. Ce processus est très utilisé en spectroscopie, car il peut fournir une panoplie de renseignements à l'observateur sur la nature propre d'une molécule inconnue. Il peut également permettre de détecter les diverses molécules en présence dans un échantillon. Avec l'avènement des lasers, le fait de pouvoir générer des champs électriques extrêmement puissants a permis d'observer ce qu'on appelle la diffusion Raman stimulée où l'onde Stokes s'intensifie rapidement au détriment de l'onde de pompe. Ce sujet est encore à ce jour très étudié pour ses propriétés d'amplification et d'accordabilité en longueur d'onde dépendant de la molécule utilisée [21].

2.1.3 Diffusion Brillouin spontanée

Cet effet a été prédit théoriquement en 1922 par Léon Brillouin [1]. La diffusion Brillouin spontanée est très similaire à la diffusion Raman spontanée à la différence près que l'interaction (couplage du photon avec la matière) s'effectue avec un phonon acoustique (vibration de la matrice) plutôt qu'un phonon optique (vibration moléculaire). La plus grosse différence provient des ordres de grandeur dans les décalages fréquentiels induits pour ces deux mécanismes de diffusion. Pour une fibre optique, la diffusion Raman aura un décalage fréquentiel autour de 10 THz tandis que la diffusion Brillouin se fera aux alentours de 10 GHz.

En partant de l'équation d'onde déduite à partir des équations de Maxwell, il est possible de décrire la façon dont se propage une onde électromagnétique dans un milieu homogène [21]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

Où \mathbf{E} est le champ électrique de l'onde incidente, c la vitesse de la lumière, $n = \sqrt{\epsilon_r/\epsilon_0} = \sqrt{1 + \chi}$ est l'indice de réfraction du milieu et ϵ_r est sa constante diélectrique. On peut noter que la propagation de l'onde sera la même dans un milieu homogène que dans le vide à la condition que la vitesse de la lumière y soit de c/n . Dans un milieu inhomogène, on doit tenir compte des variations de densité de celui-ci, ce qui ajoute un terme de perturbation à l'équation d'onde tel que vu à l'Éq. (2.2) :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

Où μ_0 la permittivité magnétique du vide et \mathbf{P} le champ de polarisation représentant la réponse du milieu à la présence de l'onde électromagnétique. On peut exprimer \mathbf{P} , le champ induit correspondant à une réponse linéaire du milieu de propagation de la façon suivante :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{P}_0 \quad (2.3)$$

Où $\chi^{(1)}$ est le tenseur de susceptibilité diélectrique d'ordre 2 du milieu et ϵ_0 est la permittivité du vide. Dans un milieu isotrope homogène, le tenseur $\chi^{(1)}$ prend une forme scalaire puisque tous ses éléments sur la diagonale sont égaux et les termes croisés sont nuls. Afin d'observer de la diffusion,

il faut que le milieu dans lequel l'onde électromagnétique se propage soit inhomogène. Dans ce contexte, la polarisation s'en voit changée dû aux fluctuations spatiales et temporelles de la susceptibilité diélectrique $\Delta\chi^{(1)}$ tel que présenté à l'équation suivante:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \epsilon_0\Delta\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}^D \quad (2.4)$$

L'équation d'onde peut alors s'exprimer de la façon suivante :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}^D}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

C'est donc le terme de droite qui est responsable des mécanismes de diffusion puisqu'il correspond aux variations spatiales ou temporelles des propriétés diélectriques du milieu. Dans le cas de la diffusion Brillouin spontanée, en considérant un milieu compressible (la fibre optique) d'élément de volume V , celui-ci subira sur un intervalle de volume ΔV une variation en fonction de la variation de pression Δp , qui peut se représenter de la manière suivante :

$$\Delta p = -\kappa \frac{\Delta V}{V} \quad (2.6)$$

Où κ est le module de compressibilité du volume dépendant du matériau. Cette variation de pression se perpétuera sur l'ensemble du volume V selon les lois de la mécanique classique dont son équation peut également être représentée par l'équation d'onde acoustique qui est très analogue à sa consœur optique :

$$\nabla^2 \mathbf{p} - \frac{\rho}{\kappa} \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7)$$

Où ρ est la densité du milieu. Il est alors possible de retrouver la vitesse de l'onde acoustique V_a donnée par :

$$V_a = \sqrt{\frac{\kappa}{\rho}} \quad (2.8)$$

Où $V_a \approx 5000 \text{ m/s}$ dans la silice amorphe (fibre optique) comparativement à la vitesse du son dans l'air qui est $\approx 350 \text{ m/s}$ car la densité $\rho \approx 2210 \text{ kg/m}^3$ et le module de compressibilité $\kappa \approx$

73.7GPa y sont plus grands [21]. Il est alors possible d'associer cette onde de pression à une onde analogue de variation de densité $\Delta\rho$ du milieu, qui est dépendante des forces \mathbf{F} s'appliquant à un élément de volume ΔV tel que présenté à l'équation suivante :

$$V_a^2 \nabla^2 \Delta\rho - \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} - 2\Gamma_B \frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} = \nabla \mathbf{F} \quad (2.9)$$

Où Γ_B est le coefficient d'amortissement caractéristique de l'onde acoustique. En prenant un cas où une onde de pression se propage dans un milieu amorphe, celle-ci engendrera une variation de la densité $\Delta\rho$ du milieu par la relation $\Delta p = \kappa \Delta\rho / \rho$ ce qui induira une variation de la susceptibilité diélectrique $\Delta\chi^{(1)}$:

$$\Delta\chi^{(1)} = \frac{\gamma_e \Delta\rho}{\epsilon_0 \rho} \quad (2.10)$$

Où γ_e est la constante d'électrostriction du milieu et s'exprime tel que [22]:

$$\gamma_e = (n^2 - 1)(n^2 + 2)/3 \quad (2.11)$$

Ainsi, la variation de la susceptibilité diélectrique reflète le déplacement de l'onde acoustique dans le matériau ce qui déforme de façon périodique l'indice de réfraction qui est lié à $\Delta\chi^{(1)}$ tel un réseau de Bragg en mouvement à la vitesse V_a . Ainsi, il y aura diffraction d'une onde optique (ω_p, \mathbf{k}_p) par une onde acoustique (Ω_B, \mathbf{k}_a) générant une autre onde optique (ω_s, \mathbf{k}_s) lorsque l'accord de phase est respecté, c'est-à-dire lorsqu'il y a conservation de quantité de mouvement et d'énergie tel que présenté à l'équation suivante :

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s; \quad \mathbf{k}_a = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s \quad (2.12)$$

En utilisant $|\mathbf{k}_p| \approx |\mathbf{k}_s|$ puisque les deux ondes optiques sont pratiquement identiques (fréquences très rapprochées), il est alors possible de relier le vecteur de pompe \mathbf{k}_p au vecteur de l'onde Stokes diffusée \mathbf{k}_s par la relation de Bragg, qui est donnée à l'équation suivante :

$$\Omega_B = V_a |\mathbf{k}_a| = 2V_a |\mathbf{k}_p| \sin(\theta/2) \quad (2.13)$$

Où θ est l'angle entre l'onde diffusée \mathbf{k}_s et l'onde de pompe \mathbf{k}_p . Puisque dans une fibre optique, les seules directions de propagations utiles sont vers l'avant ($\theta = 0$) ou vers l'arrière ($\theta = \pi$), la diffusion Brillouin ne peut survenir que vers l'arrière, avec $\theta = \pi$. Par le fait même, le vecteur d'onde du réseau de Bragg en mouvement, soit, le vecteur d'onde de l'onde acoustique \mathbf{k}_a se doit d'être dans l'axe de propagation. Ainsi, on peut écrire le décalage fréquentiel Brillouin correspondant au couplage avec l'onde acoustique.

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n_{eff}V_a}{\lambda_p} \quad (2.14)$$

Où ν_B est la fréquence du décalage Brillouin, n_{eff} est l'indice effectif du mode de propagation dans la fibre optique, V_a la vitesse des phonons acoustiques et λ_p la longueur d'onde du laser de pompe. Une façon de modifier la fréquence de décalage Brillouin est en modifiant le profil d'indice de réfraction du milieu de propagation. En fait, en changeant soit le rayon du cœur ou de la gaine, le type ou la concentration du dopant du cœur, il est possible d'influencer la fréquence de décalage Brillouin. La Figure 2.2 ci-dessous compare les différents décalages fréquentiels par rapport aux profils d'indice de quatre fibres optiques.

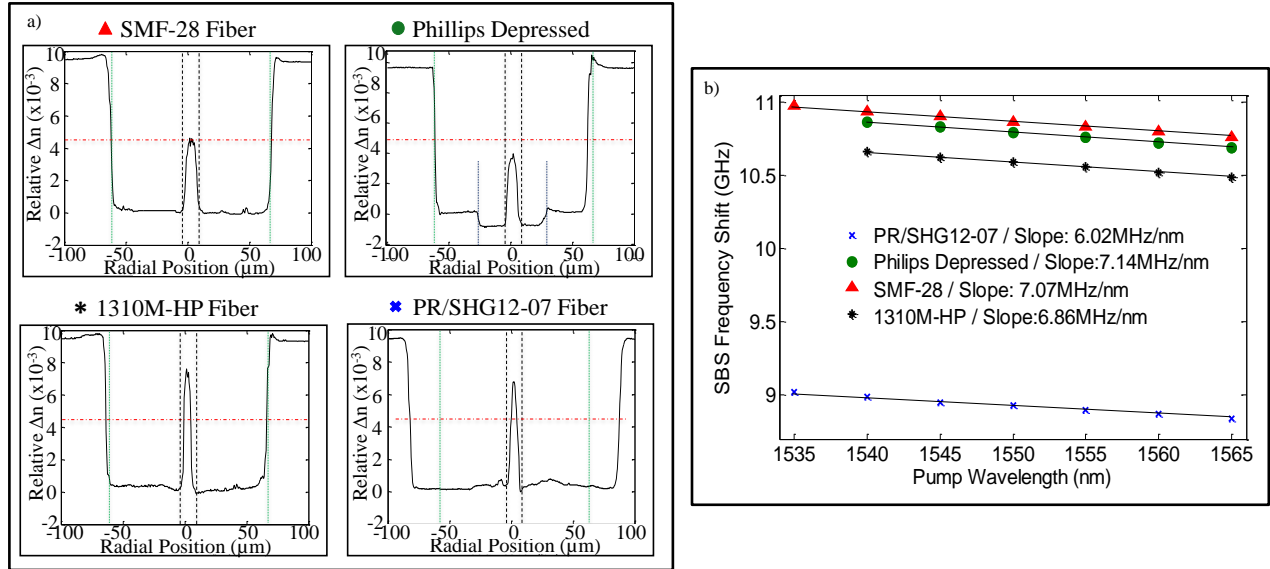


Figure 2.2 : a) profile d'indice de réfraction mesuré pour quatre différentes fibres optiques par une technique en champ proche réfracté. Les lignes en pointillés servent comme support visuel pour indiquer les différences entre les aspects des profils d'indice (rayon du cœur et de la gaine, concentration des dopants) comparativement à la fibre de référence, soit la SMF-28 de Corning. b) Décalage fréquentiel Brillouin en fonction de la longueur d'onde pour ces quatre fibres optiques.

Il est également possible de déterminer l'élargissement spectral $\Delta\nu_B$ de la diffusion Brillouin, ce dernier étant lié au temps de vie des phonons, qui est en lien avec le coefficient d'amortissement $T_B = \Gamma_B^{-1}$, et donc :

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi} = \frac{1}{2\pi T_B} \quad (2.15)$$

Ce terme d'amortissement induit une décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde de fréquence ν_B de type lorentzien et de largeur à mi-hauteur du pic de diffusion Brillouin égal à $\Delta\nu_B$. Typiquement la SBS possède une largeur de bande de gain de l'ordre de quelques dizaines de MHz comparativement à la diffusion Raman stimulée qui implique des phonons optiques et possède un élargissement spectral de dizaines de THz. La différence notable est due à l'effet d'amortissement d'une onde acoustique lié au temps de vie des phonons acoustiques qui est bien plus long que les phonons optiques. La section suivante traite en profondeur de la diffusion Brillouin dans un contexte stimulé.

2.2 Diffusion Brillouin Stimulée

L'électrostriction est la tendance d'un milieu à se comprimer sous l'effet d'un champ électrique dont l'intensité varie temporellement comme c'est le cas lors du battement interférentiel entre deux ondes optiques de fréquences différentes générant par le fait même une onde acoustique par électrostriction tel que présenté à la Figure 2.3.

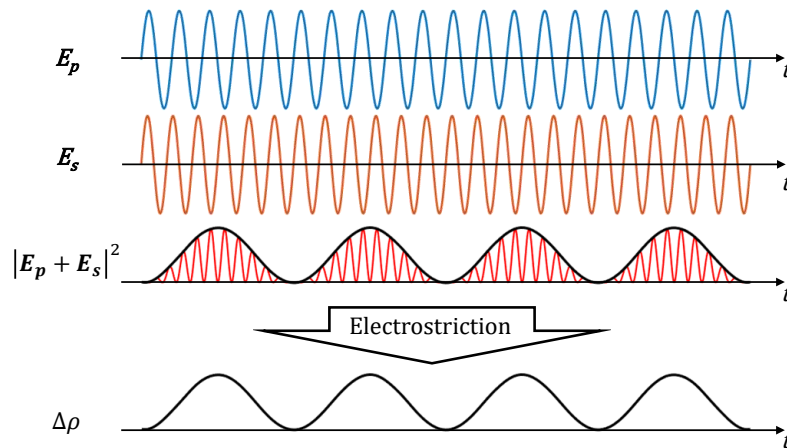


Figure 2.3 : Principe de la création d'une onde de pression par électrostriction dû au battement entre deux ondes optiques à des fréquences légèrement différentes l'une de l'autre.

Dans un contexte guidé où deux ondes électromagnétiques de fréquence inégale, mais rapprochée se propagent dans un matériau, il y a apparition d'un battement interférentiel entre ces deux ondes dont le profil d'intensité varie temporellement créant ainsi une onde acoustique par électrostriction à la fréquence du battement. En ce qui a trait à la SBS, une très faible fraction de l'onde de pompe est diffusée de façon spontanée au cours de sa propagation, générant un photon Stokes et un phonon acoustique. L'onde diffusée ν_s (onde Stokes) interfère avec l'onde de pompe ν_p et puisqu'elles sont légèrement décalées en fréquences, elles génèrent un battement à la fréquence ν_B et produisent par électrostriction une onde acoustique beaucoup plus intense que le phonon spontané original à la fréquence ν_B . La présence de cette onde acoustique intense amplifiera le processus de diffusion, qui est maintenant considéré comme « stimulé ». Ainsi ce processus initialement entamé par les phonons thermiques n'est enrichi qu'à l'énergie des phonons à ν_B où l'onde Stokes perçoit un gain optique par un processus stimulé. Dans le cas de fibres optiques, les caractéristiques spectrales dépendent du type de fibre utilisée, mais également de la température et des contraintes étant appliquées sur la fibre optique.

Ainsi, lorsque le mouvement des particules n'est pas de grande amplitude, c'est-à-dire lorsque l'interaction du champ électromagnétique avec la matière demeure faible, on peut considérer les particules qui se déplacent dans un potentiel harmonique où la polarisation résultante est alors proportionnelle au champ électrique de l'onde incidente tel que vu à l'Éq. (2.3). Toutefois, pour de plus grandes amplitudes de mouvement des particules sous un champ électromagnétique plus intense, il faut considérer l'anharmonicité du potentiel et ainsi on doit considérer la partie non linéaire de la polarisation induite, tel que la polarisation totale peut s'écrire :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (2.16)$$

Où \mathbf{P}_{NL} représente la portion non linéaire de la polarisation et peut s'écrire comme suit :

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 (\chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2.17)$$

Où $\chi^{(i)}$ est la susceptibilité d'ordre i . Il s'agit d'un tenseur de rang $i+1$. Dans le cas de la diffusion Brillouin stimulée, effet non linéaire d'ordre 3, le terme de polarisation non linéaire peut s'écrire ainsi [21] :

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 [\chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \mathbf{P}_D] \quad (2.18)$$

Où $\mathbf{P}_D = \epsilon_0 \Delta \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} = \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho} \Delta \rho \mathbf{E}$ représente la variation de la polarisation linéaire en fonction de la fluctuation de la densité $\Delta \rho$.

Il est important de noter que l'accord de phase de ce processus stimulé force certaines directions particulières de l'onde Stokes. Ainsi, dans une fibre optique où le phonon se propage dans l'axe de la fibre, les photons Stokes stimulés ne peuvent être générés que dans le sens contraire de l'onde optique incidente. C'est pourquoi le SBS est souvent considérée comme un processus réfléchissant. L'accord de phase n'est pas possible pour les photons anti-Stokes dans les fibres optiques, bien que les ondes anti-Stokes spontanées peuvent parfois être amplifiées par mélange à quatre ondes.

2.2.1 Gain Brillouin

Après quelques manipulations algébriques fastidieuses, il est possible de retrouver l'expression des équations différentielles couplées de l'interaction Brillouin selon le modèle cohérent [23] qui décrit l'interaction entre l'intensité de la lumière de pompe et celle de l'onde Stokes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_p}{\partial z} &= -\eta_p g_B(\nu) I_p I_S - \alpha I_p \\ \frac{\partial I_S}{\partial z} &= -\eta_p g_B(\nu) I_p I_S + \alpha I_S\end{aligned}\tag{2.19}$$

Où η_p est le coefficient de recouvrement en polarisation, I_p est l'intensité de l'onde de pompe, I_S est l'intensité de l'onde Stokes, α les pertes dans le milieu de propagation et où $g_B(\nu)$ est représenté sous sa forme lorentzienne à l'Éq.(2.20). On peut donc voir, à l'aide de la relation précédente, qu'il y a effectivement un gain perçu par l'onde Stokes tandis que la pompe est en déplétion dû au transfert d'énergie vers l'onde Stokes via l'électrostriction.

$$g_B(\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{\Delta\nu^2 + (\Delta\nu_B/2)^2}\tag{2.20}$$

Où l'Éq. (2.15) représente la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_B$ de la courbe de gain (BGS) proposée par l'équation précédente dont le gain maximal g_B s'exprime de la manière suivante :

$$g_B = \frac{4\pi\gamma_e^2}{n_{eff}\lambda_p^2\rho_0cV_\alpha\Delta\nu_B} = \frac{2\pi n_{eff}^7 P_{12}^2}{\lambda_p^2 c \rho_0 V_\alpha \Delta\nu_B}\tag{2.21}$$

Où γ_e est la constante électrostrictive, ρ_0 est la densité moyenne du milieu, c la vitesse de la lumière et P_{12} est le coefficient longitudinal élasto optique Pockels. On peut retrouver le coefficient d'amplification Brillouin selon la relation suivante :

$$G_A = \exp(g_B P_0 L_{eff} / A_{eff} - \alpha L)\tag{2.22}$$

Où P_0 représente la puissance de pompe initiale, L_{eff} la longueur effective, A_{eff} l'aire effective et α le coefficient de pertes dans la fibre.

2.2.1.1 Méthode de caractérisation de la courbe de gain

Puisqu'un analyseur de spectre optique (OSA) ne possède pas la résolution suffisante pour mesurer les courbes de gain de la diffusion Brillouin, une autre technique doit être employée. La technique la plus commune pour mesurer la BGS se nomme la technique pompe-sonde qui fût introduite pour la première fois par Niklès *et al.* en 1997 [24] dans laquelle ils séparèrent le laser source en deux

branches, l'une comme laser de pompe et l'autre comme laser de sonde par l'entremise d'un coupleur optique. Cette technique permet à l'utilisateur d'éviter d'utiliser un mécanisme complexe de blocage électrique entre un laser de pompe et un laser de sonde, qui souvent requiert un contrôle actif en boucle de rétroaction à haute fréquence pour pallier au décalage (variation) en longueur d'onde des émissions laser autour de la longueur d'onde centrale. Cette méthode est présentée sous sa forme moderne à la Figure 2.4 ci-dessous.

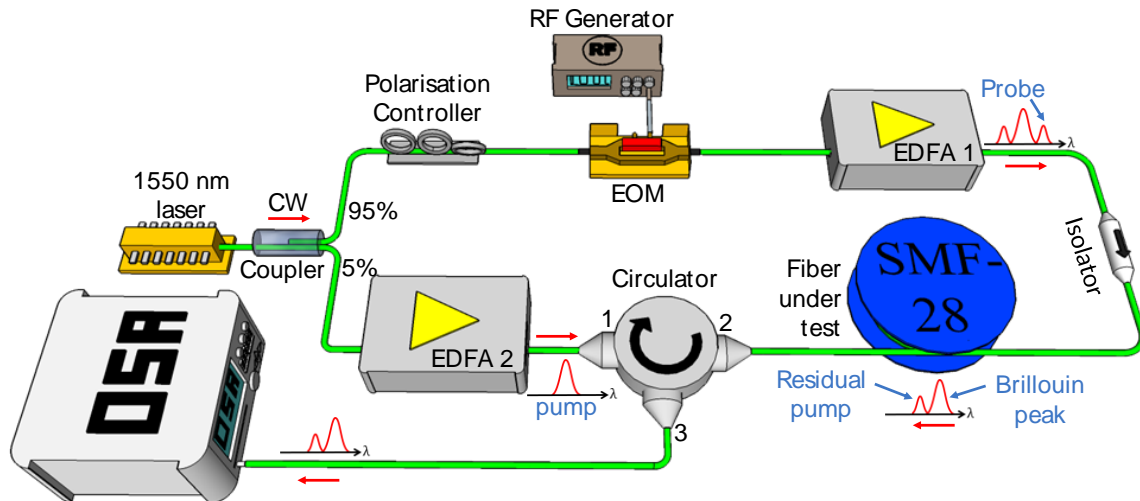


Figure 2.4 : Montage expérimental utilisé lors de cette thèse pour mesurer la BGS pour différentes fibres optiques pour des longueurs d'onde de télécommunication soit autour de $1.55\mu\text{m}$. Cette technique permet d'obtenir un plus grand gain en injectant une plus faible sonde qui est grandement amplifiée par l'onde de pompe de forte intensité. La branche du haut sert à générer la sonde à l'aide d'un générateur RF modulant un modulateur électro optique (EOM). La branche du bas injecte la puissance de pompe dans le circuit optique puis le signal Stokes est récolté vers l'OSA à l'aide d'un circulateur.

La technique consiste à séparer le faisceau en deux branches à l'aide d'un coupleur optique 95 : 5, la branche de haute puissance sert de pompe (branche inférieure sur le schéma) qui est amplifiée par un amplificateur dopé à l'erbium (EDFA), tandis que celle de faible signal sert de sonde (branche supérieure sur le schéma). Le signal de sonde passe par un EOM qui est alimenté par un générateur RF de haute précision allant jusqu'à 20GHz, ce qui servira à moduler très précisément le signal de sonde sur des dixièmes de MHz lors du balayage spectral de la courbe de gain, mais à des fréquences près de la fréquence Brillouin (~ 10 GHz). Le signal de sonde sert à entamer le processus de génération de l'onde Stokes qui permettra une amplification du signal SBS à la sortie.

En fait en balayant la sonde sur la courbe de gain, plus elle se rapproche du pic maximal ν_B plus l'amplification du signal de sonde sera grande pour une valeur de puissance de pompe donnée et cette croissance se fera de façon exponentielle à faible signal de sonde et fort signal de pompe puisqu'on se situe dans la région sous le seuil de saturation (fort gain), même principe que pour un amplificateur à l'erbium. Les contrôleurs de polarisation dans la branche supérieure servent à optimiser le signal envoyé à l'EOM qui est sensible en polarisation tout comme pour aider à la génération de la SBS, dépendante également de la polarisation. L'isolateur quant à lui sert à bloquer le signal de pompe résiduel vers le EOM se propageant en sens inverse de la sonde et qui pourrait endommager des composants optiques, ou créer de l'interférence non désirée à l'EOM. Le signal amplifié de la pompe est injecté dans la fibre de test via un circulateur tel que représenté à la Figure 2.4.

Typiquement, une BGS de forme lorentzienne tel que décrit par l'Éq. (2.20) est obtenue. La raison de cette forme de courbe de gain s'explique par le temps de relaxation des phonons acoustiques en $\exp(-\Gamma_B t)$. Pour une fibre standard de télécommunication, soit la SMF-28, la largeur de bande BGS est de ~ 10 -20MHz [25]. Cependant, cette petite fenêtre d'amplification peut s'avérer fort utile dans le cas des télécommunications lorsque l'on souhaite amplifier un canal de transmission au détriment d'un autre. La Figure 2.5 montre cinq BGS à différentes fréquences Brillouin déterminées par les propriétés de la fibre optique utilisée pour les mesures.

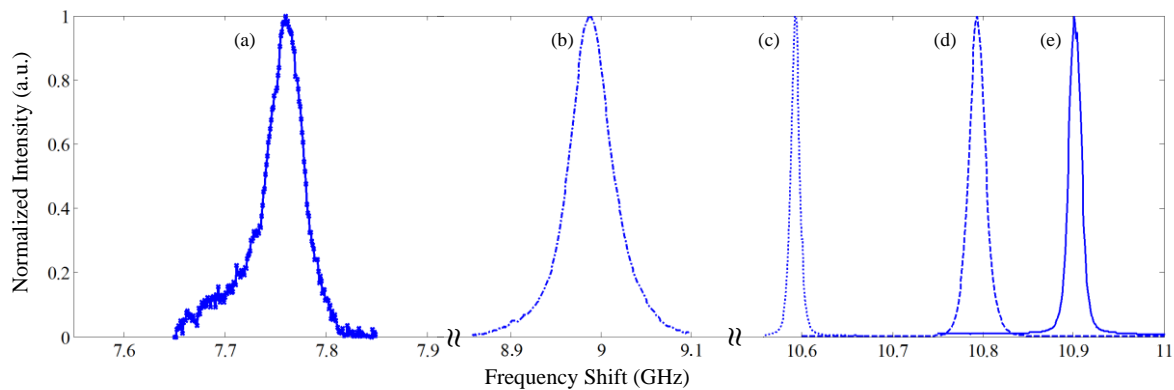


Figure 2.5 : Courbe de gain Brillouin pour cinq différentes fibres optiques avec des fréquences Brillouin propres à chacune d'entre elles (a) Fibre fluorée ZBLAN, (b) fibre PR/SHG 12-07 (fibre à large gaine), (c) fibre 1310MH-HP (fibre à petit cœur), (d) fibre à gaine déprimée, (e) fibre SMF-28e.

Dépendamment des propriétés du matériel (type de dopant, concentration de dopant, profile de l'indice de réfraction du cœur, etc.), les fibres optiques auront différents décalages fréquentiels tels que présentés à la Figure 2.5. Cependant, le type de matériel composant une fibre optique a le plus d'influence sur la BGS. Par exemple, à la Figure 2.5 (a), la fibre fluorée ZBLAN est reconnue pour avoir une énergie de phonon basse, ce qui mène à un élargissement de la courbe de gain [26], mais en contrepartie a un plus petit décalage fréquentiel. Dans une fibre standard de télécommunication, il est possible d'observer plus d'un pic de fréquence Brillouin qui sont généralement causés par une distribution inhomogène de dopant GeO_2 dans le cœur de la fibre ou encore, car cette dernière supporte plusieurs modes acoustiques qui généreront leur propre BGS puisque ces modes auront différentes vitesses V_A [25, 27, 28].

2.2.1.2 Effet de la concentration de dopants sur la BGS et le décalage fréquentiel

Une façon de contrôler la fréquence Brillouin est en changeant la concentration de dopants dans le cœur de la fibre qui mène à une variation négative de la fréquence Brillouin en fonction de la concentration tel que proposé par Niklès *et al.* [24] et présenté à la Figure 2.6a).

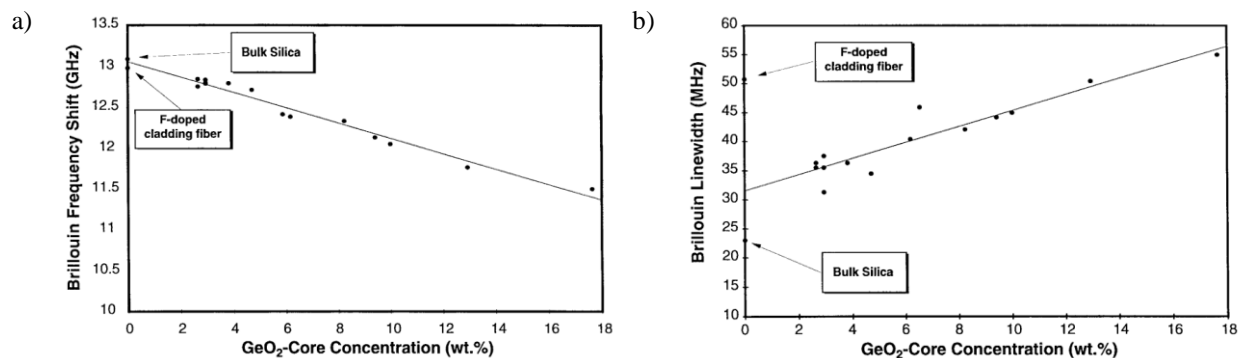


Figure 2.6 : a) Dépendance du décalage fréquentiel de l'onde Stokes ν_B par rapport à la concentration de dopant GeO_2 dans le cœur mesuré à $1.32\mu\text{m}$. b) Dépendance de la BGS $\Delta\nu_B$ par rapport à la concentration de GeO_2 dans le cœur [24]. © IEEE, 1997. Reproduit avec permission.

Niklès *et al.* ont montré en 1997 que le décalage fréquentiel Brillouin variait de $-94\text{MHz/wt}\%$ avec la concentration de dopant dans le cœur de la fibre optique. Ils ont également montré qu'il existait une relation entre la largeur de la courbe de gain et la concentration du dopant de $1.4\text{MHz/wt}\%$, ce qui se traduit par une augmentation de l'effet d'amortissement de l'onde acoustique. Pour leurs

expériences, un laser à une longueur d'onde de $1.32\mu\text{m}$ était employé comme source ce qui corrobora les résultats obtenus par d'autres groupes [29, 30].

C'est en 1950 que la première mesure de courbe de gain de la diffusion Brillouin fût observée [31]. En 1979, Heiman *et al.* [32] montrèrent pour la première fois que la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_B$ était dépendante du décalage fréquentiel Brillouin et varie avec le carré de celui-ci $\sim \nu_B^2$ ce qui mène à une dépendance en fonction de la longueur d'onde de pompe comme λ_p^{-2} pour $\Delta\nu_B$ comparativement à une dépendance en λ_p^{-1} pour ν_B tel que présenté à l'Éq. (2.14). Toutefois, la valeur du maximum de gain Brillouin demeure pratiquement invariante en fonction de la longueur d'onde puisque la dépendance de g_B à l'Éq. (2.21) annule le rétrécissement spectral du profil de la courbe de gain Brillouin en fonction de la longueur d'onde. Pour une fibre standard à base de silice, le gain g_B est typiquement de l'ordre de $3\text{-}5 \times 10^{-11} \text{ mW}^{-1}$ [21] ce qui correspond à près de trois ordres de grandeur de plus que le gain Raman stimulé (SRS). Il existe des fibres hautement non linéaires qui possèdent des gains extrêmement élevés tels que la fibre en chalcogénure dont le gain avoisine les $6.1 \times 10^{-9} \text{ mW}^{-1}$ [33, 34]. Comme mentionné précédemment, une des caractéristiques distinctives de la BGS est sa largeur de bande très étroite (quelques mégahertz) ce qui peut être pratique comme amplificateur à bande restreinte utile par exemple en télécommunication. En comparaison, les EDFAs ou amplificateur Raman utilisant la diffusion Raman ont des plages d'amplification spectrale sur des térahertz de largeur.

2.2.1.3 Régime à fort et faible gain

Un dernier aspect à traiter concernant la BGS est sa dépendance en fonction de la puissance de pompe. En fait, même si l'Éq. (2.20) réfère à une forme spectrale de type lorentzien, Villafranca et Lázaro en 2005 ont présenté dans leurs travaux que sous différents régimes de pompe, la courbe de gain pouvait prendre des allures gaussiennes plus étroites au lieu de lorentzienne [35]. Dans les faits, compte tenu de la puissance de pompe, la courbe de gain aura une forme lorentzienne dans le régime de faible gain, alors qu'elle prendra une forme gaussienne dans le régime à fort gain tel que présenté à la Figure 2.7 où en a) sont présentés les résultats expérimentaux de ces observations [35], en b) des résultats corrélés dans la fibre ZBLAN tel qu'observé lors de mes travaux de maîtrise [36] et enfin en c), un cas hybride provenant également de l'analyse faite par Villafranca et Lázaro [35].

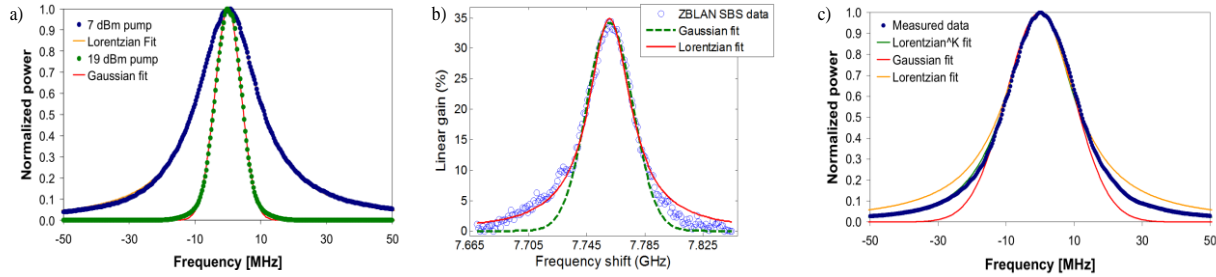


Figure 2.7 : a) Courbe de gain SBS à faible puissance de pompe (courbe bleue) et à haute puissance de pompe (courbe verte) menant respectivement à un profil lorentzien et gaussien [35]. b) Mêmes observations qu'en a) et c), mais pour une fibre ZBLAN de 10.4 m au lieu d'une fibre de silice. L'asymétrie provient du fait que le décalage fréquentiel est plus rapproché de la fréquence de la pompe dans la ZBLAN que la SMF-28 [36]. c) Région intermédiaire de gain dans laquelle, le gain se comporte en partie sous une forme lorentzienne et gaussienne de façon hybride avec un facteur de lissage de $k=1.6$ [35]. © OSA, 2005. Reproduit avec permission.

2.2.2 Décalage fréquentiel

Le décalage fréquentiel SBS dépend de nombreux paramètres propres au matériau de propagation, mais également de la longueur d'onde de pompe, tel que présenté à l'Éq. (2.14). Ainsi, en fixant la pompe à une longueur d'onde précise, typiquement autour de 1550 nm, la mesure du décalage de la fréquence Brillouin devient dépendante uniquement des propriétés du matériel c'est-à-dire de l'indice effectif du mode ou des modes de propagations et de la vitesse des phonons acoustiques propre au matériau. Il est donc relativement aisé de mesurer le décalage en fréquence de la SBS, il suffit d'injecter une pompe relativement puissante à l'aide d'un laser à faible largeur de bande et d'un amplificateur à l'erbium sur quelques kilomètres de fibre et de récolter le signal ainsi généré par effet doppler de façon contra-directionnel à l'aide d'un circulateur et d'un OSA tel que présenté à la Figure 2.8. Au moment où la pompe perd de la puissance, on remarque une croissance de la puissance de l'onde Stokes qui s'amplifie au détriment de la pompe suivant les principes de conversion d'énergie et de quantité de mouvement.

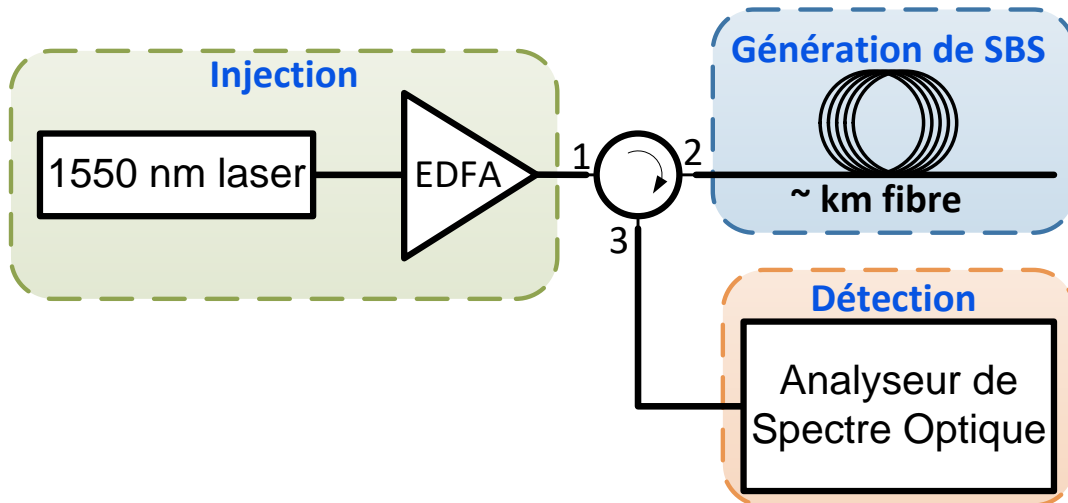


Figure 2.8 : Schéma de la méthode permettant de générer et d'observer de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre optique.

Cette technique est certainement une des plus utilisées lorsque vient le temps d'observer le décalage fréquentiel Brillouin dans une fibre optique. L'influence de la température et de la tension sur le décalage fréquentiel Brillouin sera approfondie à la section 2.2.4.

2.2.3 Puissance de seuil et saturation

La puissance de seuil est un bon indicatif de la facilité qu'aura un processus non linéaire à se produire dans un matériau donné. Afin d'estimer la puissance de seuil, il faut tout d'abord connaître l'aire effective que prendra le mode guidé, qui représente la façon dont l'énergie est distribuée à l'intérieur du milieu de guidage. Typiquement, pour une fibre monomode à saut d'indice, telle que la SMF-28 de Corning, la forme du faisceau guidé est de type gaussien où l'aire effective peut être approximée de la façon suivante :

$$A_{eff} = \pi w_0^2 \quad (2.23)$$

Lorsque le profil d'indice est plus complexe, par exemple avec une fibre à gradient d'indice, il faut faire l'intégrale de recouvrement du mode guidée en fonction de la variation d'indice, de la longueur d'onde et de la largeur du guide d'onde afin de mesurer rigoureusement l'aire effective sinon on risque de se retrouver avec une erreur non négligeable par rapport aux observations. Ce concept d'aire effective est important lorsqu'on traite de l'effet Brillouin, car celui-ci est d'autant plus important lorsque l'aire du mode guidée est petite donc plus la puissance est concentrée sur

une petite surface. L'aire effective sera directement responsable de la puissance seuil nécessaire à la génération de l'effet Brillouin comme le montre l'équation suivante [21]:

$$P_{th} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \left[1 + \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_B} \right] \approx \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (2.24)$$

Où le nombre 21 est une approximation numérique qui fut rapportée pour la première fois en 1972 par Smith [37], qui à l'époque mesurait ce coefficient en prenant en compte des pertes de 20 dB/km pour la fibre optique. De plus en plus, avec les fibres actuelles, on parle d'un facteur de 17-19 plutôt que de 21. L_{eff} est la longueur effective et est donnée par l'Éq. (2.25). Le terme entre crochets est un facteur qui montre la dépendance qu'ont les largeurs de bande du laser de pompe et de l'onde Stokes générée (BGS) sur la puissance de seuil SBS. En effet, lorsque la largeur de raie de la pompe est très fine, le terme entre crochets tend vers l'unité, ce qui signifie qu'il est plus facile de générer la SBS lorsque la largeur de raie de la pompe est plus fine que la BGS. Si la largeur de bande de la pompe est plus large que la BGS, comme cela pourrait être le cas pour un laser multimode ou encore pour un laser monomode dont la phase varie rapidement sur une échelle de temps plus courte que le temps de vie des phonons T_B , alors la puissance de seuil SBS s'en voit augmentée [38-40]. La définition de la puissance de seuil dans la littérature n'est pas formellement définie. Cependant, toutes les définitions partagent la même approche conceptuelle, qui correspond au moment où l'onde Stokes possède une certaine fraction de la puissance de l'onde de pompe. La raison vient du fait que près de la puissance seuil, la croissance de l'onde Stokes dépend de façon exponentielle de la puissance de pompe et donc la fraction de puissance requise pour atteindre ce seuil n'est plus critique dans le calcul. Dans le cadre de ce travail, elle sera définie comme le moment où le gain Brillouin donc la puissance du signal Stokes devient équivalent au signal de pompe. On peut également constater que la puissance seuil dépend essentiellement des paramètres intrinsèques de la fibre optique utilisée et pratiquement pas de l'effet Brillouin lui-même. Cette puissance seuil dépend en partie du gain Brillouin g_B , mais également de la longueur effective L_{eff} de la fibre qui se définit comme suit :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (2.25)$$

L'introduction du terme de longueur effective sert principalement à faire abstraction des pertes le long de la fibre, ce qui simplifie grandement un calcul de modes couplés et tous autres calculs qui en découlent. En effet, plutôt que de considérer la variation d'intensité due à l'atténuation sur une longueur L de l'axe de la fibre, l'intensité est prise constante sur une longueur effective L_{eff} plus courte que la vraie longueur L , ce qui simplifie le calcul. La puissance seuil peut être facilement approximée grâce à l'Éq. (2.24) dans laquelle, en considérant des conditions standard d'utilisation, telles que la longueur de la fibre est de 10 km avec $L_{eff} \approx 1/\alpha$ puisque $\alpha L \gg 1$, $A_{eff} = 50\mu\text{m}^2$, $\alpha = 0.2\text{dB/km}$ et $g_B = 5 \times 10^{-11}\text{m/W}$, ce qui donne $P_{th} \approx 4\text{mW}$, causé en grande partie par la longueur de fibre très longue qui diminue la puissance de seuil de la SBS. La Figure 2.9 a) présente l'évolution de la puissance transmise qui sature par rapport à la croissance de l'onde Stokes Brillouin. À la Figure 2.9 b), la croissance de l'onde Stokes est présentée en fonction de la longueur de la fibre optique.

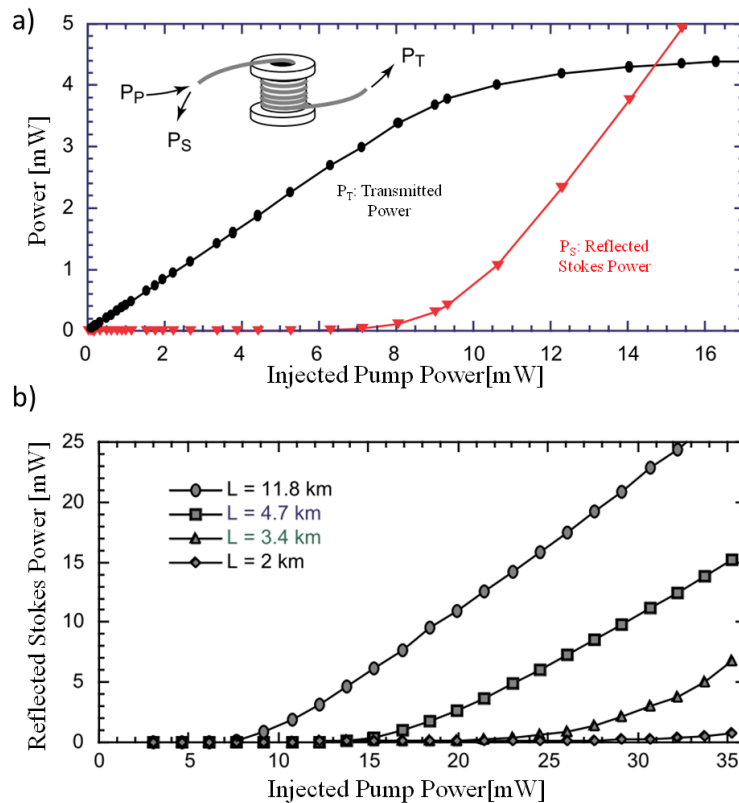


Figure 2.9 : a) Puissance Stokes réfléchi P_S en fonction de la puissance d'entrée P_P et de la saturation de la puissance transmise P_T , b) effet de la longueur de fibre sur la puissance seuil c.-à-d. la croissance de l'onde Stokes.

2.2.4 Dépendance en déformation et température

La diffusion Brillouin est également déterminée par des paramètres externes. Ainsi, lorsqu'une pression mécanique est appliquée sur la fibre optique, une augmentation de la fréquence Brillouin est observée, principalement dû à l'accroissement moyen de la vitesse des phonons via la variation du module d'élasticité de la fibre et du coefficient de Poisson [23]. Cette dépendance en tension fut proposée pour la première fois par Tateda *et al.* en 1989 [41]. Cette même corrélation peut être faite avec la température; le décalage fréquentiel est causé par la variation de la densité et par l'augmentation du module d'élasticité qui fut également proposé par Culverhouse *et al.* [15] la même année. Il est alors possible de représenter l'équation du décalage fréquentiel Brillouin tel que vu à l'Éq. (2.14) en tenant compte de l'influence de la tension et de la température :

$$\nu_B(T, \epsilon) = \frac{2n_{eff}V_A}{\lambda} + C_T(T - T_0) + C_\epsilon(\epsilon - \epsilon_0) \quad (2.26)$$

Où T_0 et ϵ_0 sont respectivement une température et une tension de référence, C_T et C_ϵ sont les coefficients de variation en température et tension. De nombreux groupes ont démontré des résultats similaires au fil des ans qui ont tous corroboré les observations détaillées faites par Niklès *et al.* [24] qui conclurent que la variation en tension et en température avoisinait $\sim 595\text{MHz}/\% \epsilon$ et $1.36\text{MHz}/^\circ\text{C}$ dans la fibre standard à base de silice pour une longueur d'onde de $1.32 \mu\text{m}$. Leurs résultats sont présentés à la Figure 2.10 a) et c). Ces résultats sont valables pour des fibres à base de silice, mais peuvent varier significativement dépendamment du type de fibre utilisée comme il fut montré dès 1990 par Tateda *et al.* [42].

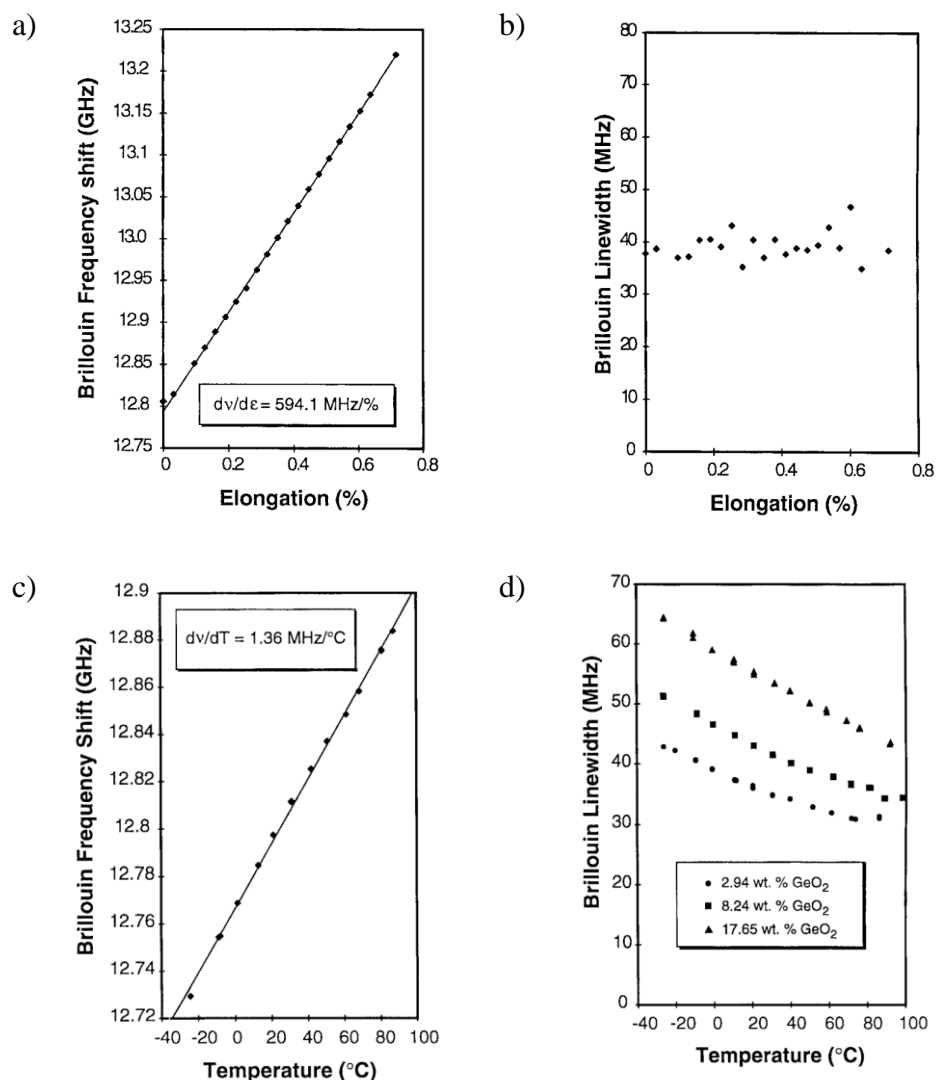


Figure 2.10 : a) Variation du décalage fréquentiel SBS induit par la tension appliquée sur une fibre optique b) Largeur de bande Brillouin en fonction de l'élongation de la fibre c) Variation du décalage fréquentiel SBS causé par un changement de température, d) Largeur de bande Brillouin en fonction de la température pour trois différentes concentrations de dopant GeO₂ dans le cœur [24]. © IEEE, 1997. Reproduit avec permission.

Les mesures présentées à la Figure 2.10 ont été faites à une longueur d'onde de 1.32 μm et montrent une dépendance de la SBS par rapport à la tension appliquée de $0 < \varepsilon < 1 \%$ et une variation face à la température de $-30 \text{ }^\circ\text{C} < T < 100 \text{ }^\circ\text{C}$. Niklès *et al.* [24] ont aussi montré une décroissance non linéaire de la largeur de bande Brillouin avec la température, qui converge vers une valeur constante pour de hautes températures, et ce, pour tous types de fibre optique, tel que présenté à la Figure

2.10 d). Tel que mentionné précédemment, le maximum de gain Brillouin subit une augmentation avec la température proportionnelle à $\Delta\nu^{-1}$ tandis que la largeur de bande diminue de ce même rapport, ce qui signifie que le produit $g_B \times \Delta\nu$ demeure invariant avec la température et démontre le côté indépendant de l'électrostriction, responsable de la SBS, vis-à-vis de la température. En d'autres termes, l'augmentation du gain avec la température est uniquement due à son rétrécissement spectral et donc à l'absorption plus faible des phonons à des températures plus élevées. Quant à la dépendance de la largeur de bande Brillouin en tension, Niklès *et al.* ont conclu qu'il n'y avait pas de corrélation à faire. Ceci peut s'avérer utile afin de décorréler l'effet de la température de l'effet de tension sur la SBS dans le but de l'utiliser pour les dispositifs de détection distribuée, sujet qui sera traité davantage au prochain chapitre.

De plus, en 2003, Le Floch et Cambon [43] ont poussé plus loin l'analyse et ont démontré le comportement de la SBS à des températures cryogéniques où à basse température, près du zéro absolu, la dépendance linéaire n'était plus valable. Le comportement devient similaire à celui de divers verres amorphes massifs tels que le α -GeO₂ et α -B₂O₃ [44]. Le Floch et Cambon ont aussi analysé le comportement de la largeur de bande Brillouin sur cette plage de température de 1.4K à 370K où ils ont trouvé qu'il y avait une valeur maximale de largeur de bande causée par un maximum d'absorption à $\sim 110^\circ\text{K}$, en corrélation par ce qui avait été proposé par Niklès *et al.*, mais qui n'avait pu être démontré.

CHAPITRE 3 REVUE DE LITTÉRATURE

3.1 Applications en lien avec la SBS

La présente section relate les diverses applications qui découlent de la SBS, tant dans la façon de mitiger la SBS pour les télécommunications, que comme source laser à faible largeur de bande ou encore comme capteurs distribués de température et tension.

3.1.1 Mitigation de l'effet Brillouin

Puisque cet effet est contra directionnel, il limite grandement la puissance maximale qui peut être transmise [37], cette dernière qui sature dû à un transfert d'énergie de la pompe vers l'onde Stokes lorsque la puissance de seuil est atteinte. Avec le développement des fibres optiques à faibles pertes au début des années 70 et avec le déploiement d'un réseau de plus en plus grand de fibre pour les télécommunications, les chercheurs ont rapidement découvert que la SBS était un réel problème pour le réseau mondial de communication et énormément d'insistance a été mise pour mitiger cet effet dévastateur. Ce type de recherche fut vraiment parmi les premières études faites sur la SBS, puisqu'il s'agit d'un phénomène non linéaire, somme toute facile à observer puisque la puissance de seuil est basse, particulièrement lorsque de longues distances de fibre optique sont employées. Des techniques de mitigation sont également employées dans les lasers à fibre, généralement à haute puissance, afin de limiter la génération indésirable de la SBS à une longueur d'onde non désirée.

3.1.1.1 Modulation du laser de pompe

La première technique employée afin de mitiger la génération de la SBS consiste à moduler la phase du champ électrique de l'onde incidente dans la fibre optique [45]. Cette technique est basée sur le phénomène interférentiel de fréquence de battement qui survient lorsque deux champs électriques oscillent à des fréquences discrètes, mais rapprochées l'une de l'autre. L'objectif de cette technique est d'augmenter la largeur de bande de la pompe soit en utilisant deux lasers monomodes de faible largeur de raie avec une très faible différence de fréquence ou en permettant à deux modes longitudinaux d'osciller à l'intérieur de la bande passante de gain du laser de pompe. De cette façon, la bande passante du laser de pompe $\Delta\nu_L$ sera plus large ce qui augmentera la puissance de seuil de l'effet Brillouin tel que vu à l'Éq. (2.24). Dans un tel scénario, le terme $\Delta\nu_L$

est déterminé par l'espacement entre les deux sources lasers (où deux modes longitudinaux). Ainsi, une réduction du gain Brillouin est observée puisque la variation de phase des ondes optiques battantes se fait plus rapidement que le déphasage de l'onde acoustique spontanée, ce qui limite la capacité de l'onde acoustique à générer la SBS par électrostriction. De nos jours, il existe de nombreuses techniques d'encodage telles que l'*amplitude-shift keying*, *frequency-shift keying* ou *phase-shift keying* qui par défaut utilisent cette technique de modulation de la pompe et limitent significativement la génération de la SBS.

3.1.1.2 Fibres segmentées

Puisque le gain Brillouin est en fonction de la longueur du milieu de propagation, il est possible d'utiliser cet aspect afin de mitiger la SBS. En employant une configuration à multiples segments, dont différentes fibres composent les divers segments, cela peut mener à un accroissement de la puissance de seuil [46-48] et ainsi augmenter la distance maximale de transmission possible avant réamplification dans un réseau de communication. En effet, chaque portion de fibre subit un décalage fréquentiel différent tel que présenté à la Figure 3.1.

Ainsi, si les BGS produites avant et après une certaine section L_1 le long de la longueur totale $L=L_1+L_2$, ne se chevauchent pas, la puissance de l'onde Stokes $P_s(L_1)$, générée dans le segment de fibre $[L_1, L_2]$, ne sera pas davantage amplifiée, mais plutôt atténuée dans le segment $[0, L_1]$, tandis que la puissance Stokes dans la section $[0, L_1]$ s'amplifiera. Le même comportement a été observé dans une fibre non uniforme [49, 50] ce qui mène à des résultats équivalents et qui augmentent significativement la puissance de seuil SBS.

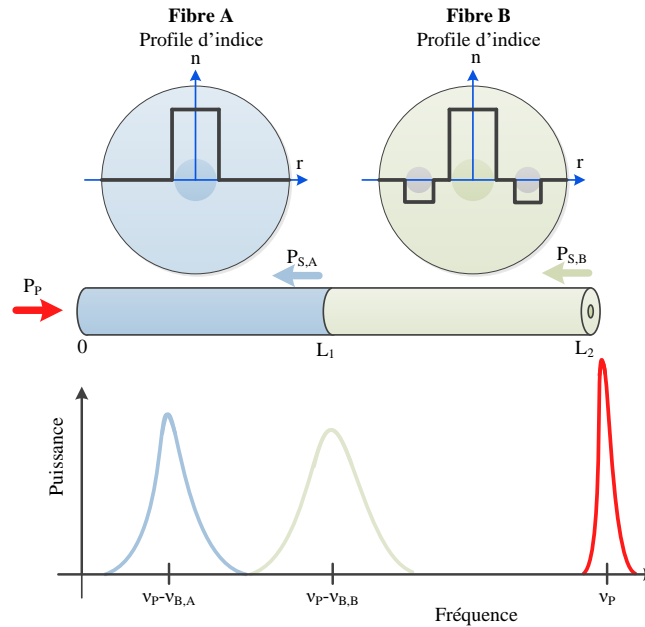


Figure 3.1 : Schéma de la variation de la fréquence Brillouin induite par les portions segmentées de fibre optique afin d'augmenter la puissance de seuil globale de la SBS dans un lien optique de communication. Le laser de pompe est représenté en rouge sur la figure tandis que la première onde Stokes est en bleu pour la fibre A et en vert pour la fibre B. Puisque les deux courbes de gain ne se chevauchent pas, la génération de l'onde Stokes pour les deux courbes provient du bruit présent dans chaque fibre.

3.1.1.3 Modulation par la température ou la déformation

Finalement, il existe une dernière méthode qui consiste à tirer avantage de la dépendance en température et en déformation de la SBS afin de limiter cet effet. En chauffant (ou étirant) la fibre à certains endroits, la fréquence Brillouin peut être changée localement ce qui a la même conséquence que d'avoir différents segments de fibre optique. Ce principe est illustré à la Figure 3.2. Des groupes de recherche à travers le monde ont montré des augmentations de la puissance de seuil avec cette technique. Par exemple, une augmentation de 8 dB a été obtenue en appliquant une tension par paliers dans une fibre à dispersion décalée de 580 m [51]. D'autres travaux rapportent qu'en changeant le rayon du cœur le long de la fibre optique, il est possible d'atteindre une augmentation de 3.5 dB sur le seuil de puissance [52], tandis que de changer le dopant dans le cœur de la fibre offre une croissance non linéaire de la puissance de seuil par plus de 10 dB [53, 54].

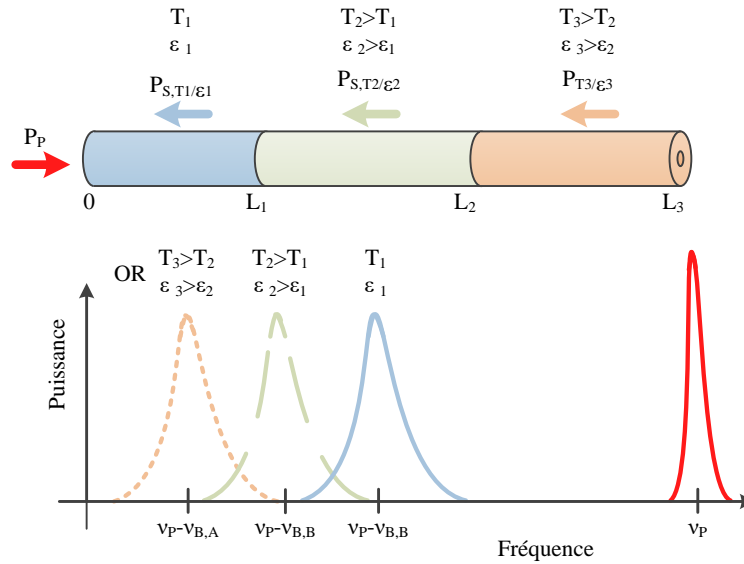


Figure 3.2 : Schéma de la variation de la fréquence Brillouin en fonction de la température (ou tension) produisant l'effet d'une fibre segmentée. Le laser de pompe est représenté en rouge sur la figure tandis que l'onde Stokes influencée par la température est présentée en bleu (T_1), vert ($T_2 > T_1$) et orange ($T_3 > T_2$).

3.1.1.4 Design de fibres optiques

Enfin, une autre avenue exploitée par Ballato et Dragic [55] est celle de repenser les fibres optiques, qui principalement depuis 50 ans ont été conçues à base de silice pure par dépôt chimique en phase vapeur (MCVD), par exemple en employant d'autres méthodes de conception telle que l'approche par cœur fondu. Cette dernière permet de développer de nouvelles sortes de fibre optique en atteignant de plus hautes températures qu'avec la technique MCVD pouvant ainsi faire fondre un plus grand nombre de composés chimiques. Dans cet article, ils proposent une nouvelle approche aux fibres conventionnelles en remplaçant la fibre à base de silice par une fibre à base d'aluminium (verre d'aluminosilicate d'yttrium $Y_3Al_5O_{12}$ de la même famille que les cristaux YAG). De par l'ingénierie de leur structure et composition, il est possible d'atténuer très fortement le gain Brillouin (>80 dB) comparativement aux fibres à base de silice, ce qui peut s'avérer fortuit pour des applications telles que des lasers à haute puissance où la mitigation de la SBS est souhaitable.

3.1.2 Polarisation et effets auto-induits

Lorsqu'il s'agit de diffusion Brillouin, il est important de mentionner l'influence qu'a la polarisation. Afin que se produise l'amplification Brillouin, la pompe et l'onde Stokes générée doivent être co-polarisées. Ainsi, si une onde Stokes initiale est polarisée de façon perpendiculaire par rapport à la pompe, aucune amplification ne sera possible, puisqu'il n'y aura pas de couplage de mode entre les deux ondes. C'est pourquoi dans plusieurs systèmes, une fibre à maintien de polarisation est employée afin d'assurer une stabilité dans la polarisation commune des deux ondes. Cependant la SBS générée à partir du bruit aura la bonne polarisation, mais à la fin de la fibre là où le processus sera entamé. Le problème principal avec la polarisation survient lorsqu'une fibre possède une biréfringence qui varie spatialement, ce qui est le cas pour toute fibre optique qui n'est pas à maintien de polarisation. Dans un tel cas, la puissance de seuil s'en voit augmentée dû à des variations aléatoires de la polarisation où momentanément, le gain est perdu à certains endroits le long de la fibre optique. Il peut être montré que l'accroissement de la puissance de seuil est de 50% pour une longue distance de fibre possédant une biréfringence aléatoire [56]. Ceci étant dit, un contrôle absolu de la polarisation n'est pas nécessaire afin de générer la SBS, mais peut augmenter l'effet par 50%. Il est toutefois requis d'en tenir compte lors de l'étude de la stabilité de la dynamique de relaxation, où les changements de polarisation peuvent affecter la stabilité de la mesure.

La SBS possède également l'intéressante propriété de changer très légèrement l'indice de réfraction, par les relations de Kramers-Kronig en raison de la présence de la courbe de gain. Cette variation de l'indice de réfraction a été mesurée que tout récemment par Zhou *et al.* [57], bien que son effet ait été observé indirectement par un phénomène résultant soit l'effet de lumière lente (*slow light*) induit par la SBS et observé pour la première fois par Okawachi *et al.* [58] ainsi que Song *et al.* [59]. En effet, par un changement d'indice de réfraction, un signal entrant dans la bande passante de gain SBS (en d'autres mots, en dirigeant un faisceau de façon contra-directionnelle avec la bonne fréquence pour entrer dans la résonance SBS) ce dernier subira un délai de l'ordre des nanosecondes. Depuis cette démonstration, plusieurs groupes ont optimisé le temps de délai de la lumière lente par SBS, qui peut être utilisée comme tampon temporel dans les systèmes de communication toute-optique. Merklein *et al.* ont récemment démontré une façon d'utiliser ce principe dans une puce de chalcogénure afin d'emmagasiner des données de transmission sur une longue période de temps (quelques nanosecondes). Pour ce faire, ils transforment l'onde optique

contenant le bit d'information vers une onde acoustique par SBS puis attendent que cette dernière s'amortisse durant quelques nanosecondes avant de la restimuler à l'aide de la SBS servant de « mémoire phononique » [60], principe qui avait été démontré par Zhu *et al.*[61] auparavant dans la fibre optique.

Pour conclure sur cette sous-section, la SBS, effet non linéaire, n'est pas uniquement limitée aux fibres monomodes. En effet, la SBS fut observée en premier lieu dans des matériaux solides et gazeux [2-4], bien que les applications dans de ces matériaux soient jusqu'ici assez limitées, certains groupes évaluent les possibilités à ce niveau. Toutefois, la génération de la SBS dans les fibres multimodes pourrait s'avérer intéressante à l'avenir. En effet, il existe un intérêt croissant pour l'utilisation de la fibre multimode pour la télécommunication afin d'encoder de l'information dans divers modes transverses de la fibre. Il a été démontré que la SBS peut être générée dans une fibre multimode [62] et que le décalage fréquentiel Brillouin varie avec les modes (indice effectif différent pour chaque mode). Bien que cette étude n'ait pas montré de courbes de gain distinctes et stables pour chacun des modes, elle offre la possibilité d'utiliser la SBS comme technique de séparation de l'information modale si les indices effectifs des modes sont suffisamment séparés, discrétisant ainsi les courbes de gain.

3.1.3 Lasers Brillouin à fibre

Puisque la SBS possède un seuil de puissance très bas, cela a mené à de nombreux développements d'applications aux fils des ans, autre que la simple caractérisation de matériaux. Une des applications qui a généré le plus de recherche est celle de la création de lasers via la SBS, ce qui est le thème de cette sous-section. En raison du gain fourni par la SBS dans les fibres optiques, il est possible de l'utiliser comme un laser lorsqu'on place le milieu de gain SBS à l'intérieur d'une cavité. Les premières observations d'un laser SBS ont été rapportées en 1976 [63-65] et jusqu'à ce jour, il s'agit encore d'un sujet qui génère beaucoup d'intérêt dans la communauté scientifique. Les techniques utilisées pour créer ce type de laser sont soit par une cavité Fabry-Pérot (FP) ou par une cavité circulaire, chaque technique ayant ses avantages.

3.1.3.1 Laser SBS continu (CW)

Avec les fibres à faibles pertes produites de nos jours, il est possible de montrer que la puissance de seuil tel que vu à l'Éq. (2.24) peut se réécrire pour une configuration circulaire de la façon suivante :

$$R_m \exp(g_B P_{th} L_{eff} / A_{eff} - \alpha L) \geq 1 \quad (3.1)$$

Où L est la longueur de la cavité circulaire, R_m est la fraction de puissance de l'onde Stokes qui est réinjectée à chaque passage et P_{th} est la puissance de seuil de la pompe, duquel il est possible d'écrire les conditions frontières telles que $P_S(L) = R_m P_S(0)$. L'utilisation d'une cavité circulaire permet de réduire le facteur empirique de 21 de l'Éq. (2.24) à une valeur typique autour de 0.1 et 1 selon la valeur de R_m et des pertes dans la fibre, qui sont par ailleurs négligeables dans la majorité des cas, car la longueur de fibre utilisée pour ces lasers est relativement courte (< 100 m). Avec l'amélioration des techniques de fabrication des fibres optiques, soit par procédé de dépôt chimique en phase vapeur, les pertes ont chuté dramatiquement, diminuant considérablement le seuil de puissance Brillouin où un demi-milliwatt fut obtenu en 1982 [66] comparativement au premier laser de ce genre rapporté qui était de 100mW en 1976 [63], une amélioration de près de $200 \times$ avec une réduction des pertes par aller-retour de 70 % à seulement 3.5 %.

La principale différence entre une cavité Fabry-Pérot et une cavité circulaire vient du fait que dans une cavité FP, la pompe et l'onde Stokes se propagent simultanément dans les deux directions (avant et arrière) tandis que dans la cavité circulaire, la pompe et l'onde Stokes peuvent être discriminé quant à leur direction de propagation. Les deux cavités alloueront des modes longitudinaux dont l'espacement spectral varie légèrement entre les deux configurations tel que présenté à l'Éq. (3.2).

$$\begin{aligned} \text{Cavité circulaire: } \Delta\nu_L &= c/n_{eff}L \\ \text{Cavité Fabry - Pérot: } \Delta\nu_L &= c/2n_{eff}L \end{aligned} \quad (3.2)$$

Où $\Delta\nu_L$ est l'intervalle spectral libre (espacement entre les modes longitudinaux), c est la vitesse de la lumière, n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode transverse et L est la longueur de la cavité. Le facteur 2 de différence entre les deux vient du fait que la cavité FP est considérée pour un aller-retour complet. Afin de configurer une émission laser stable monomode et continue (CW),

$\Delta\nu_L$ doit être tel que $\Delta\nu_L > \Delta\nu_B$ où $\Delta\nu_B$ est la largeur de bande du gain Brillouin (typiquement ~ 20 MHz). En contraste, si plusieurs modes longitudinaux se retrouvent à l'intérieur de la courbe de gain Brillouin ($\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_B$) c.-à-d. L est long, ce qui requiert typiquement une stabilisation active intra cavité pour opérer en mode continu, puisque la sortie peut devenir périodique ou même chaotique sous certaines conditions, tel que rapporté pour la première fois en 1981 [67]. Pour plus d'information sur les problèmes d'instabilité, ces références complètent la théorie [67-70] ou encore la section 9.5.2 du livre d'Agrawal sur l'optique non linéaire fibrée [56]. Une application intéressante des lasers Brillouin continus est l'intégration de gyroscopes hautement sensibles où il est possible de détecter la variation du décalage fréquentiel causé par la rotation de la cavité circulaire [68, 71, 72].

Plus récemment, Pang *et al.* [73], ont démontré une technique novatrice qui assure une opération laser monomode avec une largeur spectrale très fine alors que trois fibres ont été placées en série et ont subi différents gains Brillouin. Ils montrèrent que lorsque le gain Brillouin de la fibre centrale excède les pertes effectives de l'onde Stokes Brillouin, il y a apparition de l'effet laser avec une largeur de raie de ~ 3 kHz. La diffusion Rayleigh augmentée par la présence des deux autres segments de fibre optique agit comme miroir incohérent et est la raison principale de la diminution de la largeur de bande de l'émission laser [74].

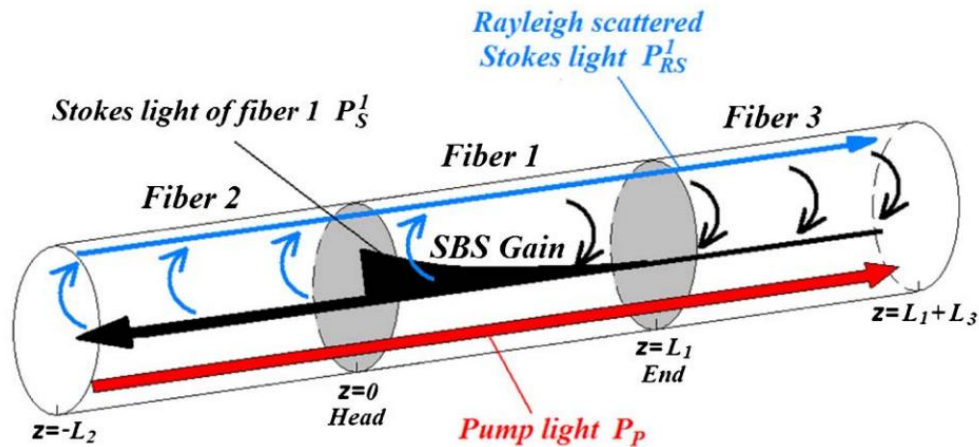


Figure 3.3 : Cascade de trois fibres avec différentes fréquences Brillouin permettant de générer une raie laser Brillouin de ~ 3 kHz détectée par mesure autohétérodyne [73]. © OSA, 2012. Reproduit avec permission.

3.1.3.2 Laser DFB Brillouin

Au début de 2012, le premier laser Brillouin à rétroaction distribuée (DFB) fut démontré par Abedin *et al.* [75], qui utilisèrent une cavité laser DFB de 12.4 cm de long, faite à l'aide d'un réseau de Bragg en y incorporant un saut de phase de π décalé par rapport au centre du réseau permettant une plus forte réflectivité d'un des deux côtés. Une telle cavité DFB alloue uniquement un mode d'oscillation puisque les miroirs sont relativement près l'un de l'autre. L'intérêt de concevoir un laser DFB Brillouin comparativement à un laser continu monomode vient de sa capacité à fonctionner facilement à une fréquence unique sans qu'il soit nécessaire de faire correspondre un mode dans le BGS ce qui est attrayant pour le traitement de signal par micro-ondes optique [76, 77] et pour la suppression du bruit en amplitude/phase d'une radiation optique [78, 79]. Puisque le facteur de qualité Q des cavités DFB peut être extrêmement élevé c.-à-d. le nombre effectif d'allers-retours que fait la lumière de l'onde Stokes avant de sortir de la cavité, cela est l'équivalent d'avoir une très longue distance de fibre optique et donc d'avoir une très basse puissance de seuil SBS.

Typiquement, pour fabriquer les lasers Brillouin monomodes, différentes approches ont été proposées, partageant toutes un point en commun qui est d'utiliser une boucle de rétroaction externe au laser [66, 78, 79]. Abedin *et al.* [75] ont cependant proposé d'utiliser le gain SBS à l'intérieur du FBG. Ils ont ainsi obtenu un laser DFB Brillouin de 12.4 cm de long dans une fibre hautement non linéaire avec un coefficient de couplage de $\kappa \sim 90 \text{ m}^{-1}$ et une puissance de pompe de seulement 30 mW. L'efficacité de conversion obtenue était de 27% et le ratio d'extinction avec les ordres supérieurs de la SBS de plus de 20dB a aussi été observé. En contrôlant le décalage du saut de phase, ils ont été en mesure de contrôler la direction d'émission de l'onde Stokes avec un très haut rapport signal sur bruit (SNR) de >50dB. La Figure 3.4 a) présente le montage expérimental et la Figure 3.4 b) le réseau DFB Brillouin obtenu.

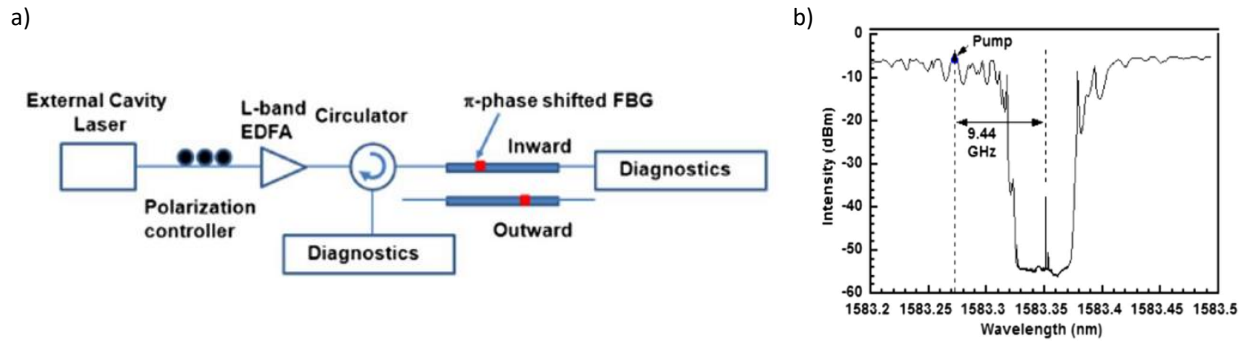


Figure 3.4 : a) Montage expérimental du premier laser DFB Brillouin et b) spectre du réseau de Bragg DFB [75]. © OSA, 2012. Reproduit avec permission.

En 2013, Winful *et al.* [80] ont amélioré l'analyse proposée pour le premier laser DFB Brillouin par Abedin *et al.* [75] en simulant rigoureusement un modèle dynamique du phénomène et ont confirmé leurs résultats théoriques avec des résultats expérimentaux. Ils ont d'ailleurs proposé une façon d'atteindre des puissances de seuil sous-mW ainsi qu'un laser DFB Brillouin dans la fibre de chalcogénure. Ce nouveau champ de recherche dans le domaine de la SBS est prometteur à plusieurs niveaux incluant la recherche sur les structures de nanoparticules, ce qui peut mener à la SBS vers l'avant [81, 82] ce qui pourrait aider à générer un laser DFB Brillouin à faible largeur de raie, intégré sur une puce de silicium compatible avec les technologies de traitement du signal CMOS [80].

En 2016, Loranger *et al.* [83] ont publié des travaux similaires à Abedin *et al.*, en utilisant une technique unique de fabrication de FBGs ultra-longues et démontrèrent les tout premiers lasers DFB Brillouin dans de la fibre standard SMF-28 et observèrent que la largeur de raie du laser DFB Brillouin s'étrécissait par rapport à la pompe et atténuait l'effet dérive temporelle de la pompe.

3.1.3.3 Laser Brillouin à multiples canaux

Avec les développements des cavités circulaires et Fabry-Pérot, cela a permis de considérablement diminuer la puissance de seuil Brillouin et ainsi d'observer la génération en cascade d'ondes Stokes d'ordres supérieurs stimulées (cSBS) par lequel chaque onde d'ordre $n+1$ est générée par l'ordre n le précédant, qui agit comme sa pompe, après que ce dernier ait atteint le seuil de puissance SBS. Pour ce qui est des ondes anti-Stokes pouvant être émises, afin de les observer, il faut que les conditions soient propices à la génération de mélange à quatre ondes s'opérant entre la pompe et les ondes Stokes lorsqu'ils sont co-propagatifs.

L'intérêt de développer des peignes de fréquences avec un espacement très étroit via des ondes Stokes Brillouin en cascade est non seulement attrayant pour l'industrie des télécommunications, mais aussi pour l'industrie des capteurs Brillouin. Ces deux industries nécessitent un tel outil pour dans un premier temps faire du multiplexage / démultiplexage des canaux de communications transmis et pour faire de la caractérisation optique et des mesures de température et contraintes. Dans ces applications, de nombreux paramètres doivent être pris en compte tels que l'égalisation de l'intensité des pics Brillouin et de l'espacement fréquentiel des pics formant le peigne de fréquence, l'accordabilité en longueurs d'onde tout comme le nombre de pics pouvant être générés.

Puisque la SBS est un phénomène où les ondes sont contra-directionnelles, dans une cavité circulaire, les ondes paires et impaires oscilleront dans des directions opposées, tandis que la pompe initiale suit les ondes paires. Les ondes paires ou impaires prises séparément mènent à un peigne de fréquence espacé de deux fois la fréquence Brillouin ($2 \nu_B$). D'autre part, dans une cavité FP, les ondes paires et impaires oscillent dans les deux directions à la fois, ce qui mène à un espacement fréquentiel du décalage Brillouin (ν_B).

La première démonstration d'un peigne de fréquence issu de l'effet en cascade de la SBS fut introduite par Cowle et Stepanov en 1996 [84] alors qu'à l'aide d'une cavité circulaire ils combinèrent le gain de l'erbium et de la SBS pour générer une cascade d'ondes Stokes obtenant environ 4 ondes Stokes à $\lambda = 1560 \text{ nm}$ et développèrent par la suite un premier modèle d'équations de modes couplés pour expliquer le comportement du laser en 1997 [85]. C'est en 2004 que l'une des premières démonstrations d'une boucle d'interférence Sagnac (SLI) dans une cavité circulaire fut démontrée dans laquelle les auteurs utilisèrent la boucle SLI comme miroir à l'une des extrémités du circuit circulaire permettant à toutes les ondes Stokes de se propager dans la même direction avec un espacement de ν_B . Un filtre accordable optique était placé dans la cavité permettant de générer un peigne de fréquences sur une large plage fréquentielle en utilisant un EDFA [86]. Les auteurs ont démontré la génération de 12 canaux pouvant être accordés sur 14.5 nm, tandis qu'en 2005, une accordabilité de plus de 60 nm fut démontrée par ce même groupe en utilisant une cavité circulaire à deux boucles en utilisant des circulateurs optiques comme miroirs pour former une quasi-cavité FP avec une fibre SMF-28 de 8.8 km comme milieu de gain. Le schéma expérimental est présenté à la Figure 3.5 a). Song *et al.* en 2005 ont amélioré le design de la cavité circulaire en utilisant un SLI (16 cm de fibre à maintien de polarisation pour créer

l'effet d'interférence) comme miroir et ont montré un spectre optique de plus de 160 pics, tous espacés par la fréquence Brillouin soit de ~ 11 GHz en utilisant 5 km de fibre SMF-28 [59], tel que montré à la Figure 3.5 b). Dans ce dernier cas cependant, puisque la SBS s'autogénère par l'émission spontanée amplifiée (ASE) de l'amplificateur EDFA intra-cavité, les longueurs d'onde d'émission dépendent des modes intra-cavité liés au gain maximum de l'amplificateur, et donc elles ne sont pas contrôlées et ne peuvent être ajustées proprement.

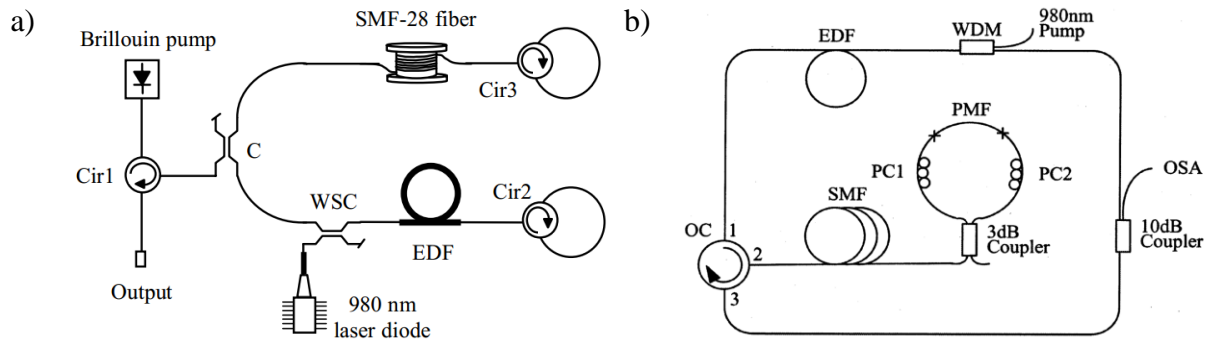


Figure 3.5 : a) Montage expérimental d'un laser à fibre Brillouin avec deux boucles agissant comme miroirs dans une cavité FP [11]. © OSA, 2005. Reproduit avec permission. b) Laser à fibre Brillouin auto-induit utilisant l'ASE pour commencer le processus en cascade et utilisant un SLI pour doubler le gain vu par les multiples ondes Stokes [59]. © OSA, 2006. Reproduit avec permission.

Suite aux travaux réalisés entre autres par Song *et al.* utilisant un réflecteur de boucle de Sagnac, en 2006 Fok et Shu [87] ont proposé une façon d'utiliser la SLI comme miroir, mais également afin d'ajuster l'espacement fréquentiel entre les ondes Stokes pour la génération d'un peigne de fréquence qui évite l'utilisation d'une pompe Brillouin (BP) pour choisir les longueurs d'onde d'émission. Ainsi, avec une cavité très similaire à celle de Song *et al.*, la BP est remplacée par un contrôleur de polarisation dans la boucle de Sagnac servant de miroir optique par boucle biréfringente qui utilise 100 m de fibre à maintien de polarisation (PMF) et permet de changer l'espacement intermodal de la cavité.

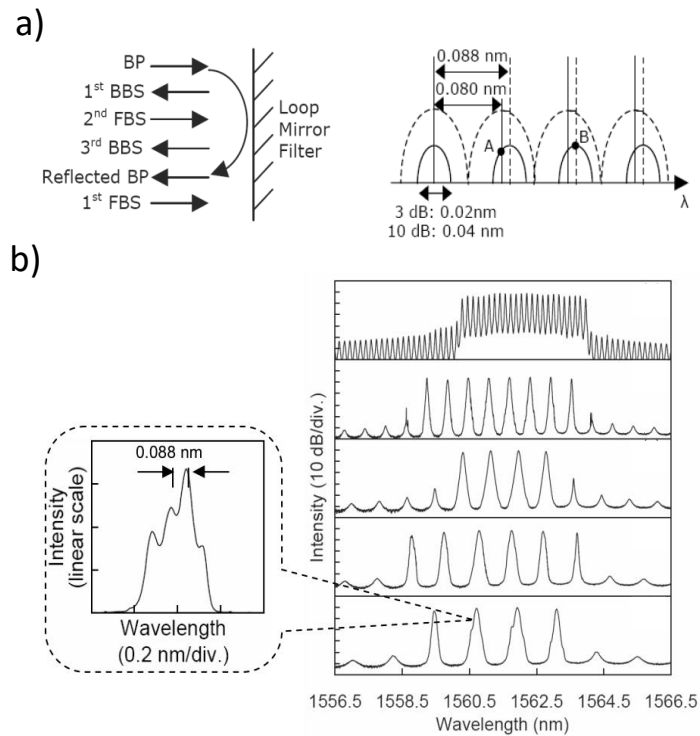


Figure 3.6 : a) Sur la gauche: illustration de la croissance des composantes de la cSBS, tandis que sur la droite: génération de raies à multiples longueurs d'onde avec un espacement de filtre en boucle miroir (LMF) de 0.08nm. Les points A et B montrent deux fréquences qui sont modifiées par la LMF. b) Spectre optique obtenu avec différents espacements de fréquences du LMF en fonction de la puissance de sortie de l'EDFA (puissance qui diminue de haut vers le bas) [87]. © OSA, 2006. Reproduit avec permission.

Dû à l'interférence constructive et destructive, la boucle Sagnac dicte la longueur d'onde d'émission ainsi que l'espacement fréquentiel entre les modes réfléchis ce qui génère une structure périodique à la sortie avec un espacement qui peut s'exprimer tel que :

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / \Delta n L \quad (3.3)$$

Où Δn provient de la biréfringence de la fibre PMF de longueur L dans la boucle Sagnac. Ce système utilise la dépendance en longueur d'onde du patron d'interférence de la LMF provoqué par la biréfringence afin de réfléchir seulement certaines longueurs d'onde équidistantes, où l'espacement des fréquences est contrôlé par la biréfringence dans la boucle. Bien que le décalage fréquentiel du gain SBS soit déterminé par la caractéristique de la fibre monomode qui est

typiquement fixe à $\sim 0,088$ nm, une source à longueur d'onde multiple avec un espacement de mode de 0,080 nm a été obtenue avec cette configuration à l'aide du LMF.

Les auteurs ont prolongé la preuve de concept comme le montre la Figure 3.6 b) dans laquelle ils ont démontré un espacement de 0.16, 0.6, 0.8, 1.00 et 1.20 nm en utilisant différentes longueurs de fibre PMF de 50.0, 13.4, 10.0, 8.0 et 6.7 (de haut en bas Figure 3.6 b)), en changeant les patrons d'interférence en fonction de la longueur de la PMF utilisée. Ils ont également affirmé qu'il est possible d'obtenir des patrons variables avec d'autres techniques [88-90].

En 2008, Nasir *et al.* [91] ont démontré l'utilité d'incorporer un filtre passe-bande dans la configuration circulaire afin de générer le peigne de fréquence SBS plus facilement et de façon plus reproductible sur toute la bande de l'EDFA. Ils utilisèrent un filtre passe-bande pour limiter la région de gain, afin que les modes intra-cavités de l'EDFA ne puissent pas gagner la compétition de modes avec les ondes Stokes puisque le gain se limite qu'à une portion du spectre de gain de l'EDFA où la cSBS est désirée. Ainsi, ils ont été en mesure de démontrer un peigne de fréquence avec 14 pics Stokes également espacés de 10.5 GHz sur plus de 32 nm dans la bande C des télécommunications, en plus de démontrer une amplitude similaire d'un spectre de fréquence à un autre.

De nombreuses configurations ont vu le jour au cours des dernières années, certaines pour séparer la génération d'ondes Stokes d'ordre pair et impair, c'est d'ailleurs le cas de Hambali *et al.* en 2011 [92] où ils ont combiné le gain Brillouin avec le gain Raman dans la bande C pour générer un peigne de fréquence de 16 ondes Stokes paires séparées par 22 GHz. Shargh *et al.* [93] quant à eux, ont proposé un autre modèle qui n'utilise aucun miroir physique afin de générer le peigne de fréquence de plus de 460 raies lasers en combinant les diffusions Brillouin et Rayleigh comme miroirs virtuels à la fin de la cavité dont le gain provient des effets Brillouin et Raman tel que présenté à la Figure 3.7 a). Le concept de miroirs virtuels avait déjà été employé par le passé [94-96], sans toutefois générer autant d'ondes Stokes que Shargh *et al.* où le spectre optique obtenu est présenté à la Figure 3.7 b).

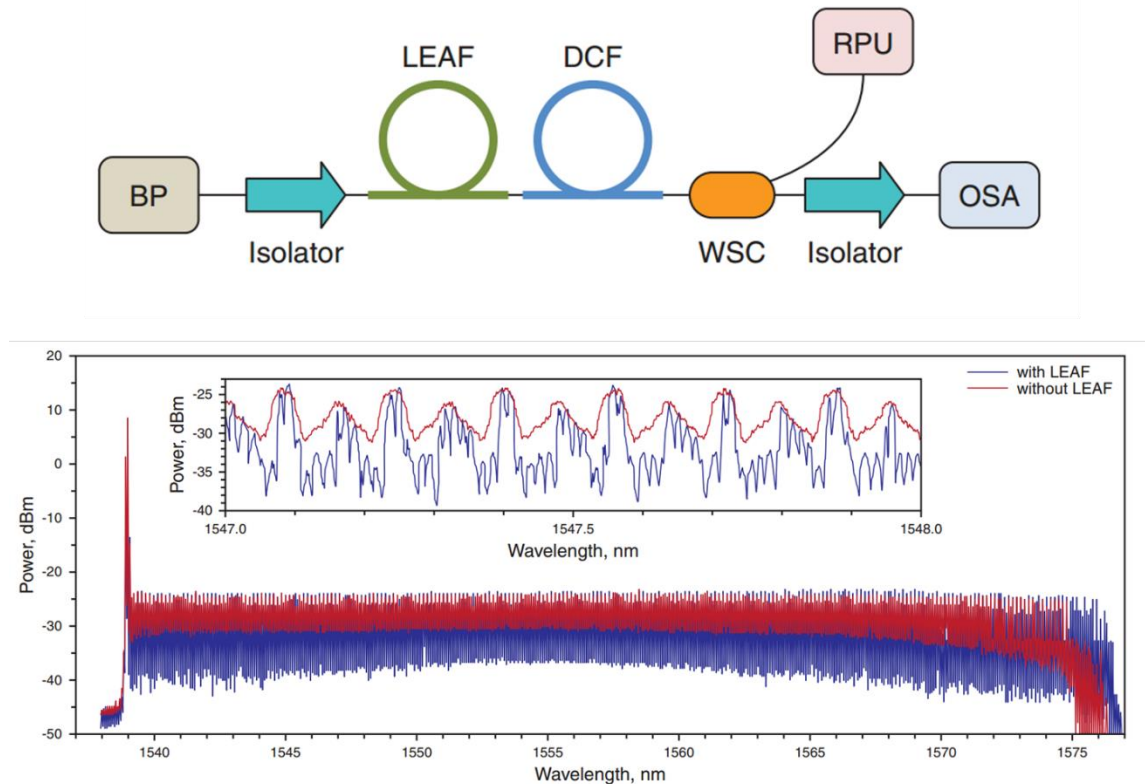


Figure 3.7 : a) Montage expérimental pour la génération d'un laser à multiples longueurs d'onde par gains Brillouin-Raman combinés en utilisant une fibre à large cœur et une fibre à compensation de dispersion comme milieu de gain. b) Spectre d'amplitude plat optimisé du laser Brillouin-Raman linéaire avec 460 raies Stokes Brillouin est montré avec et sans fibre *Large Effective Area Fibre* (LEAF). L'utilisation de la fibre LEAF dans ce laser à longueurs d'onde multiples améliore l'OSNR, en raison de sa grande taille de cœur, qui supprime l'effet d'onde turbulente dû à l'interaction avec les modes de cavité auto-lasant le long de la fibre optique. [93]. © Wiley, 2011. Reproduit avec permission.

En 2011, Pant *et al.* [97] ont montré pour la première fois la possibilité de générer un peigne fréquentiel Brillouin dans quelques centimètres d'un guide d'onde à base de verre de chalcogénure. Au lieu d'utiliser typiquement quelques kilomètres de fibre optique, ils ont produit trois ondes Stokes dans un guide d'onde de surface de 4 cm tel que présenté à la Figure 3.8. Le coefficient non linéaire du verre de chalcogénure est plus de deux ordres de grandeur plus grands que la silice. Cette démonstration ouvre la porte à un nouveau domaine de recherche et est prometteur pour les appareils de télécommunication compacts et à faible coût dans un proche avenir.

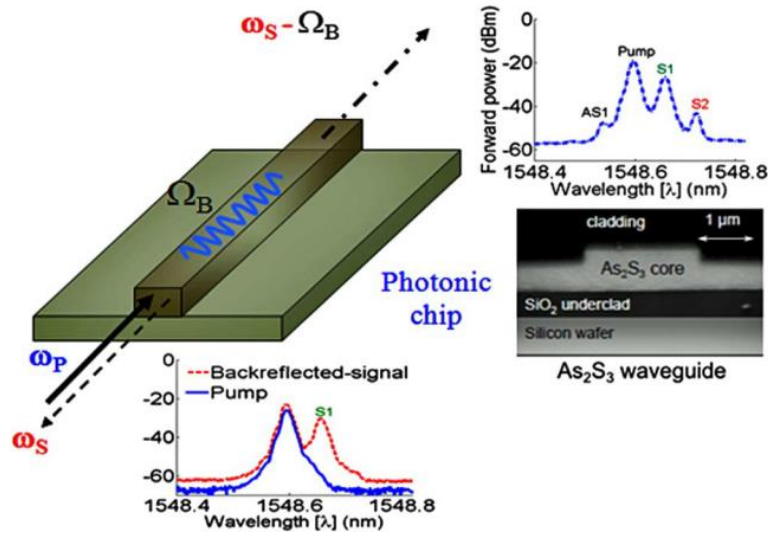


Figure 3.8 : Schématisation du principe de la génération non linéaire du processus cSBS sur une puce de chalcogénure, où les diffusions avant et arrière sont présentées (insertions) montrant la génération du premier et second ordre Stokes [97]. © OSA, 2011. Reproduit avec permission.

Finalement, plus récemment, en 2013, Alimi *et al.* [98] ont montré un peigne de fréquence de 150 ondes Stokes dans la bande C. Pour ce faire, les processus combinés de mélange à quatre ondes et de génération cSBS dans une fibre hautement non linéaire étaient présents tout comme pour Stepanov *et al.* [85] ainsi que Tang *et al.* [99] générant des raies anti-Stokes. Ils ont par ailleurs démontré une accordabilité de leur laser sur plus de 40 nm avec un espacement de 0.078 nm. Cependant, l'amplitude des canaux n'était pas uniforme.

À la lumière de ces différents résultats en lien avec la génération de multiples canaux lasers par cSBS, il est à noter qu'il est généralement difficile de répondre à tous les critères avec ce type de lasers, particulièrement dans le but de les employer pour les télécommunications où il faut tenir compte à la fois de l'amplitude constante des canaux (ondes Stokes), avoir un espacement constant avec un fort SNR ainsi qu'une bonne accordabilité sur une large plage spectrale. Cependant, de bons progrès ont vu le jour ces dernières années.

3.1.3.4 Laser à verrouillage de modes Brillouin

Les lasers à modes bloqués ont été étudiés depuis plusieurs décennies maintenant. Le premier type de laser à modes bloqués rapporté dans la littérature en était un au rubis et fut introduit par Gürs et Müller [100, 101], ainsi que par Statz et Tang dans un laser He-Ne [102]. Cependant, le processus

de modes bloqués fut clairement identifié par DiDomenico [103], Hargrove *et al.* [104] et Yariv [105]. Ce principe octroie la possibilité à plusieurs modes longitudinaux d'osciller ensemble dans la cavité en les forçant à avoir une phase commune créant ainsi une onde d'interférence constructive pour une courte période de temps ce qui permet d'obtenir un train de pulses émis à la sortie du laser par un miroir semi-transparent. Bloquer les modes d'un laser peut être fait de deux façons; soit de manière passive ou active. La manière active utilise typiquement un modulateur soit acousto-optique (AOM) ou électro-optique (EOM) placé à l'intérieur de la cavité de résonance et qui module en amplitude une onde optique à l'aide d'un signal RF où la fréquence de modulation est la même que la fréquence de résonance de la cavité (FSR). Dans le cas du blocage passif de modes, l'emploi d'un absorbant saturable ou d'une lentille-Kerr [106-108] à l'intérieur de la cavité est nécessaire. L'absorbant saturable permet aux modes qui sont en phase de croître dans la cavité atteignant un certain seuil duquel ils pourront former une courte impulsion de lumière de haute intensité qui sature l'absorption d'un certain colorant (ou matériau). Les principes de fonctionnement plus approfondis sur le sujet ne seront pas couverts davantage puisqu'ils ne correspondent pas au but de cette thèse.

Le blocage de modes employé avec le gain SBS fut proposé pour la première fois par Hill *et al.* en 1976 [64] et démontrèrent un potentiel de générer des impulsions dans une configuration de résonateur Fabry-Pérot à fibre utilisant un laser au xénon pulsé à 535.5 nm. Le blocage actif des modes dans une cavité à l'intérieur de la bande passante du gain Brillouin fut instauré pour la première fois en 1978 [109]. Ils utilisèrent un AOM placé à l'intérieur de la cavité afin de générer des impulsions de ~8 ns à un taux de répétition de 8 MHz limité par la longueur de la cavité.

En 1985, Bar-Joseph *et al.* ont montré qu'il y avait un transfert d'énergie dans le temps entre l'onde de pompe et l'onde Stokes qui menait à des oscillations stables temporellement en raison des caractéristiques de relaxation du processus SBS [110]. Ils démontrèrent des oscillations dépendantes de la longueur de la cavité linéaire FP de longueur $L=50\text{m}$ à $\lambda=514.5\text{ nm}$. Un AOM a été utilisé comme mécanisme de rétroaction afin de verrouiller les modes oscillants ensemble et permettant un comportement temporel stable et pulsé.

Un autre schéma fut proposé en 1991 par Picholle *et al.* [111] dans lequel ils générèrent des impulsions quasi solitoniques dans une cavité circulaire en utilisant un laser continu CW de pompe à l'argon et obtinrent des impulsions de ~20 ns toutes les 414 ns en bloquant périodiquement la

pompe à un temps précis à l'aide d'un AOM. Le temps d'ouverture de l'AOM était fixé de façon telle qu'il était plus grand que le temps de relaxation des phonons présents dans le 83 m de fibre PMF utilisé comme cavité circulaire permettant à l'onde Stokes de développer son énergie et se stabiliser par elle-même. Au-delà d'une certaine puissance seuil de la pompe, l'énergie devenait suffisamment élevée afin de créer un miroir Brillouin (puissance transmise est « réfléchi » dans l'onde Stokes contra-directionnelle) qui mena à une émission stable de trains d'ondes de ~20 ns toutes les 414 ns. Toutefois, sous un certain seuil de puissance, les impulsions deviennent instables.

Les lasers à modes bloqués SBS ont permis de générer des impulsions dans les nanosecondes puisque la largeur de bande du gain Brillouin est d'environ ~20 MHz, cependant, en 1993, Mirtchev et Minkovski [112] ont réussi à générer des impulsions d'une durée de 200 ps avec un laser Nd:YAG de 300 ns de durée d'impulsion dans une configuration circulaire. La façon dont le système fonctionne est assez simple; la longueur de la cavité résonante c'est-à-dire le temps d'aller-retour d'une impulsion correspond au taux de répétition des impulsions du laser de pompage, ce qui conduit à une croissance cumulée de l'onde acoustique pompée par plusieurs impulsions du laser de pompe. Individuellement, chaque impulsion est trop courte pour exciter l'onde acoustique significativement, mais combinées ensemble dans un certain délai temporel, elles empêchent la décroissance de l'onde acoustique et au contraire, y augmentent son amplitude. Le résultat net est un pulse de l'onde Stokes généré par effet SBS transitoire avec le passage de chaque impulsion de pompe rétrécissant l'impulsion de sortie par rapport à la pompe.

En 2005, Botineau *et al.* [113] ont démontré que bien que la SBS pouvait être utilisée pour verrouiller passivement les modes spontanés d'une cavité tel que Picholle *et al.* l'avaient montré, il était possible de bloquer ces modes de façon active en utilisant un modulateur de phase à l'intérieur de la cavité, permettant du même coup de diminuer la durée des impulsions. Pour expliquer la différence de comportement, Botineau *et al.* expliquèrent que dans une méthode passive, seuls les modes longitudinaux près du maximum de la courbe de gain sont permis, ce qui limite la durée de l'impulsion tel que dicté par le principe de la transformée de Fourier. Ainsi, en modulant de façon externe le modulateur de phase à une certaine fréquence qui correspond à la FSR de la cavité (dans ce cas-ci composé de 250 m de PMF avec une pompe de $\lambda = 1.319 \mu\text{m}$), ils ont obtenu des impulsions quatre fois plus courtes que ce qu'une méthode passive aurait donnée, puisqu'ils étaient en mesure de bloquer tous les modes présents dans la courbe de gain.

Botineau *et al.* ont également montré dans un autre article [114] qu'un modèle numérique basé uniquement sur des équations d'intensité des ondes en interactions n'était pas suffisant pour expliquer le comportement d'auto-impulsion quasi solitonique de la SBS dû à l'incohérence du modèle. Cependant, en combinant l'amplitude et la phase dans un modèle d'interactions cohérentes et en prenant en compte l'effet d'amortissement de l'onde acoustique, la simulation résultante était beaucoup plus concordante avec les observations expérimentales. Une PMF est typiquement utilisée dans les lasers solitoniques SBS puisque la dynamique de polarisation dans un laser à fibre circulaire Brillouin peut conduire à un comportement instable, comme il fût rapporté par Randoux et Zemouri [115] et ainsi les problèmes d'instabilité sont plus facilement compensés. Toutefois, pour confirmer la théorie avec la pratique, Botineau *et al.* ont tenté des expériences avec et sans fibre PMF. Ils ont déterminé que la région solitonique est fonction de l'intensité de la pompe I_p et de la rétroaction R qui correspond à la portion d'intensité réinjectée dans la cavité telle que :

$$\begin{aligned}
 (1) \text{ Régime d'impulsions stables solitoniques,} & \quad \text{pour } R_{thres} < R < R_{pul} \\
 (2) \text{ Régime oscillatoire,} & \quad \text{pour } R_{pul} < R < R_{crit} \\
 (3) \text{ Régime de miroir stationnaire Brillouin} & \quad \text{pour } R > R_{crit}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Ces conditions peuvent être représentées schématiquement telles que présentées à la Figure 3.9. Afin d'observer l'autocréation d'impulsions solitoniques via une onde Stokes Brillouin, la rétroaction doit être sous une valeur critique R_{crit} [116, 117], quand la longueur de la cavité est suffisamment longue pour permettre plusieurs modes longitudinaux d'osciller sous la courbe de gain Brillouin [$L \gg (n\Delta v_B/c)^{-1}$]. Ainsi, pour une valeur donnée de gain $G = g_B I_p L_{eff}$, les trois conditions ci-dessus peuvent être obtenues alors que la valeur de seuil R_{thres} est déterminée par la relation $R = e^{-G}$ qui est linéaire sur une échelle logarithmique tel que montré à la Figure 3.9. Cette limite correspond à la démarcation entre le gain et les pertes de l'onde Stokes avec la pompe qui se propage dans la fibre optique dans le cas d'un régime linéaire. Au-dessus de cette ligne de démarcation, le laser fonctionne en régime stationnaire, où seulement un mode longitudinal est permis, ce qui correspond au cas du « miroir Brillouin » dans lequel la puissance de pompe est transférée vers l'onde Stokes. Enfin, entre les deux régimes, le laser émet des impulsions de l'ordre de 100 ns qui est le résultat de la compétition entre les interactions non linéaires et l'amortissement de l'onde acoustique [116].

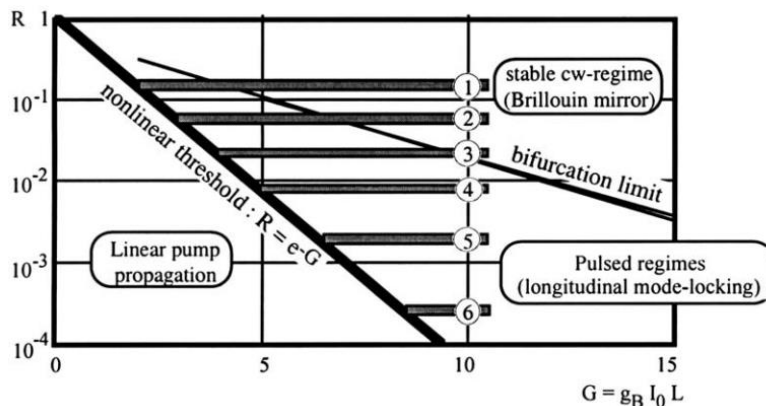


Figure 3.9 : Diagramme de bifurcation d'un laser circulaire à fibre Brillouin [114]. © Elsevier, 2006. Reproduit avec permission.

En fonction de différents paramètres tels que le gain, ces impulsions ont un taux de répétition près de la FSR de la cavité, mais démontrent un comportement instable d'impulsions qui peut être compensé en utilisant un AOM placé à l'intérieur de la cavité pour bloquer activement les modes longitudinaux entre eux.

Ces lasers Brillouin à modes bloqués génèrent ainsi typiquement des impulsions dans l'ordre des nanosecondes avec un taux de répétitions de quelques mégahertz tout au plus n'en faisant pas des sources lasers particulièrement utiles. Toutefois, qu'en serait-il s'il était possible de générer des impulsions de quelques picosecondes avec un taux de répétition dans les dizaines de gigahertz en utilisant un effet en cascade des ondes Stokes?

3.1.4 Laser Brillouin multi-Stokes à impulsions

C'est dans cette optique que nous avons tenté de faire ressortir dans une publication parue dans *Optics Express* en 2012 [18], le lien paramétrique qui existe entre la pompe et les ondes Stokes où en principe une relation de phase existe et unie ces derniers alors en principe il est possible d'obtenir des impulsions picosecondes à des taux de répétition GHz. Le principe de fonctionnement est schématisé et comparé avec un laser traditionnel à blocage de modes à la Figure 3.10.

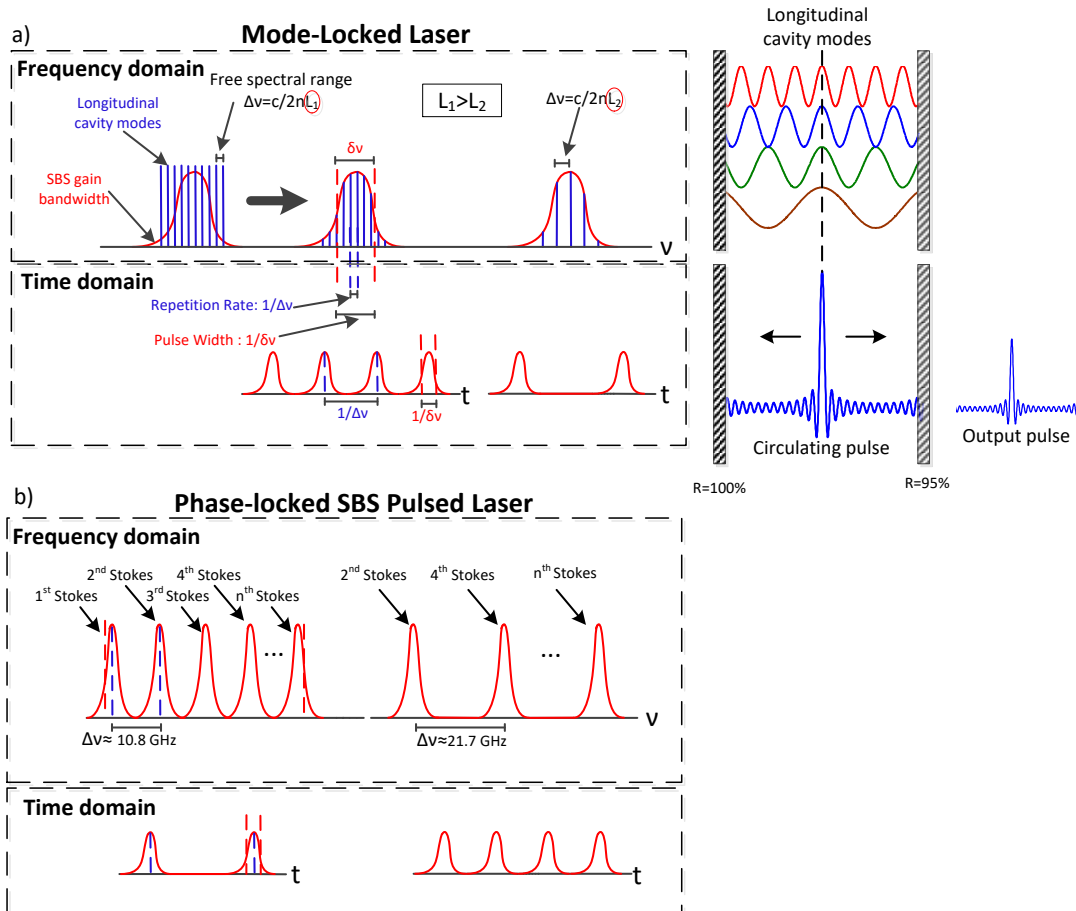


Figure 3.10 : a) Démonstration de la dualité entre le domaine temporel et fréquentiel d'un laser à modes bloqués et b) même dualité, mais pour un laser Brillouin multi-Stokes à impulsions.

Cependant, les conclusions étaient que les impulsions n'étaient pas parfaitement stables temporellement et donc il y a quelque chose dans les mécanismes du laser qui perturbe la relation de phase existante entre les ondes Stokes. Suite à la publication que nous avons faite en 2012 [18] sur la possibilité que toutes les ondes Stokes soient en phase entre elles et puissent émettre des impulsions picosecondes à des taux de répétition GHz, Büttner *et al.* ont développé en 2014 un laser en cascade Brillouin dans une configuration FP avec une fibre de 58 cm de chalcogénure [69] ainsi que dans une puce de chalcogénure [118] où un comportement temporel de trains d'ondes picosecondes stables fut observé dû à la présence d'un seul mode longitudinal et de la forte présence de mélange à quatre ondes dans ces milieux hautement non linéaires.

Ces trois articles ont motivé les recherches entreprises dans le cadre de cette thèse et publié dans l'article 1 (Chapitre 5). Le but étant de comprendre l'influence d'une cavité courte par rapport à

une cavité longue alors que le problème semble venir du très grand nombre de modes longitudinaux compris sous les courbes de gains des ondes Stokes puisque pour utiliser le gain en cascade cSBS il faut typiquement plusieurs centaines de mètres voire des kilomètres dans une fibre optique standard à base de silice. En effet, plus la fibre de gain est longue et plus il y aura de modes sous les courbes de gain, ce qui entraîne de la compétition de modes et de l'instabilité temporelle, sujet qui sera couvert davantage au Chapitre 5. Pour remédier à ce problème, il faut donc qu'il y ait le moins de modes longitudinaux possible sous la courbe de gain de chaque onde Stokes. En d'autres mots, la longueur de la cavité doit être raccourcie à quelques mètres à peine. C'est ce qu'ont montré Liu *et al.* en 2014 [119] en générant 8 ondes Stokes dans seulement 11 m de fibre optique dans une configuration circulaire allouant uniquement un mode longitudinal par onde Stokes sans toutefois analyser outre mesure le comportement temporel du laser.

3.1.5 Senseurs basés sur la diffusion Brillouin

Cette sous-section traite probablement du sujet relié à la SBS qui a suscité le plus d'intérêt au sein de la communauté scientifique au cours des vingt-cinq dernières années. C'est au tournant des années 90, plus précisément en 1989 que Culverhouse *et al.* démontrèrent pour la première fois la dépendance en température de la SBS [15]. Cette même année, un groupe de recherche, Horiguchi *et al.* montrèrent à leur tour la nature variante de la SBS avec la déformation cette fois-ci [14]. Horiguchi et Tateda proposèrent une méthode de détection ponctuelle dans la fibre qui conduisit au développement des technologies de détection distribuées basées sur la diffusion Brillouin [120]. Ces trois avancées technologiques ont permis d'ouvrir la voie du domaine des capteurs de température et de contraintes toute fibre où n'importe quel type de fibres peut être employé.

L'effet de la température et des contraintes sur la BS est non trivial. Contrairement à la diffusion Raman où la température change le nombre de phonons, et par le fait même le ratio d'intensité anti-Stokes et Stokes, dans le cas de la diffusion Brillouin, ce n'est pas l'intensité Stokes qui est prise en compte, c'est plutôt la fréquence Brillouin qui change en fonction de la température (ou déformation) tel que décrit à l'Éq. (2.26), qui dépend de la vitesse des phonons acoustiques. Par conséquent, dans ce cas, le changement est plutôt induit par les propriétés acoustiques du matériau, telles que la densité, qui est également dépendante de la pression appliquée sur le matériau. Dans une fibre standard, la variation en température et contraintes de $C_T \approx 1 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ et de

$C_\varepsilon \approx 594 \text{ MHz}/\% \varepsilon$ étant linéaire, il est alors intéressant d'utiliser la BS comme senseur. Toutefois, si on considère que la courbe de gain Brillouin est typiquement de l'ordre de 10-20 MHz dans une fibre optique, ceci donne une résolution de 10-20 °C, ce qui est très peu. Heureusement, il existe des méthodes d'encodage qui permettent d'augmenter considérablement la résolution en réduisant la courbe de gain. Il est important de mettre en perspective que la variation de la fréquence Brillouin varie très légèrement soit de quelques mégahertz par rapport au décalage fréquentiel de l'ordre de 10 GHz. Ainsi, il est très difficile, voire impossible de détecter une faible variation de température/contraintes par des techniques conventionnelles de spectroscopie optique, il faut plutôt employer des méthodes d'interférence et de battement optique avec une sonde pour mesurer la variation, similaire à la technique de pompe-sonde employée pour mesurer la courbe de gain Brillouin [24].

Considérant que la BS nécessite au moins quelques dizaines de mètres de fibre à base de silice pour être observable et que sa résolution de base est assez faible, il peut être difficile de voir un réel potentiel dans un tel senseur, particulièrement comme senseur de température, puisque des dizaines d'autres technologies, souvent bien plus compactes, offrent une meilleure précision de lecture. Cependant, l'avantage de la détection BS ne réside pas dans la taille ou la précision, mais dans un autre type de détection où très peu de technologies ont fait leurs preuves: la détection distribuée. La détection distribuée parfaite nécessite un capteur long et unique qui peut mesurer une variable, telle la température ou la déformation, à n'importe quel endroit du capteur avec une résolution spatiale spécifiée. Puisque la SBS est un effet qui se produit dans une fibre optique, il est alors possible de l'implémenter comme un capteur distribué. Le principal défi consiste à trouver un moyen de mesurer localement (en mètres ou dizaines de mètres) la température et la déformation dans une longue section de fibre (plusieurs kilomètres). Heureusement, ce défi a déjà été abordé à la même époque que la découverte de la détection Brillouin par Tateda *et al.* [121]. Depuis, ce concept a été largement développé et est regroupé en deux principales méthodes: Brillouin Optical Time Domain Reflectometry (BOTDR) [122-124] et la Brillouin Optical Time Domain Analysis (BOTDA) [121, 125, 126], qui seront discutées dans les sections suivantes. Il existe également d'autres variantes de ces techniques comme la Brillouin Optical Correlation Domain Analysis (BOCDA) [127-129] qui sera également détaillée subséquentment.

3.1.5.1 BOTDR

La méthode la plus simple pour implémenter la diffusion Brillouin dans un senseur distribué est d'utiliser un laser de pompe à impulsion qui générera en sens opposé une onde Stokes également pulsée, puis de mesurer le temps de parcours de cette onde Stokes, d'où le terme « Time Domain Reflectometry » [130]. En connaissant le temps d'arrivée de l'onde Stokes « réfléchi », il est alors possible de déterminer la position d'où a été générée cette onde sachant la durée de l'impulsion du laser de pompe qui détermine la résolution spatiale. Un exemple de cette technique est présenté à la Figure 3.11. La température et la tension affecteront le décalage fréquentiel Brillouin et donc la courbe de gain Brillouin variera localement de quelques MHz. Pour mesurer cette variation, la méthode la plus répandue en est une d'interférométrie où on utilise l'effet de battement entre l'onde Stokes réfléchi et un laser de référence. La variation de la fréquence de battement indique la variation de température obtenue.

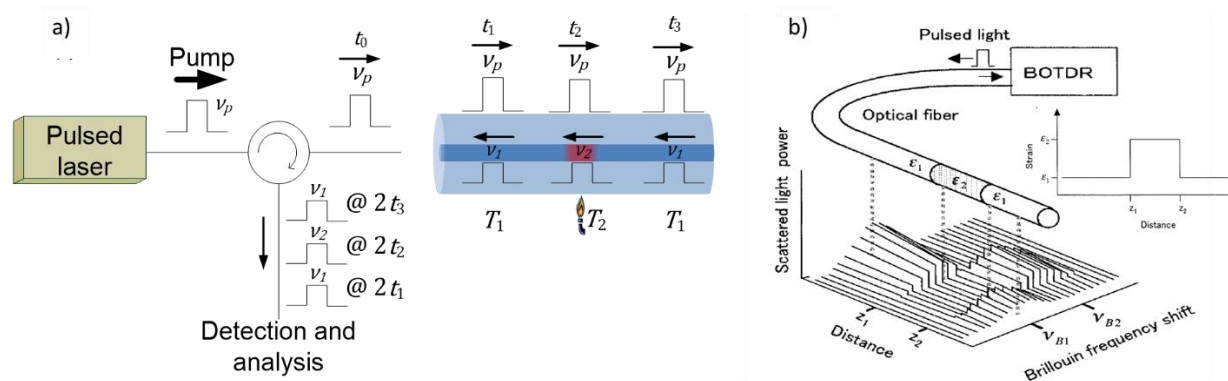


Figure 3.11 : a) Concept de la détection de la température/tension par la technique BOTDR b) Résultats obtenus avec cette technique de mesure par Hiroshige Ohno [131]. © Elsevier, 2001. Reproduit avec permission.

Bien que simple de concept à première vue, le signal BOTDR n'est pas simple d'analyse puisqu'il faut traiter deux caractéristiques temporelles simultanément, soit le temps d'arrivée des impulsions (qui indique la position) et la variation de fréquence (qui indique la température ou les contraintes). Ces complications sont souvent plus de nature électronique, mais limitent néanmoins les performances du système BOTDR. Malgré cela, ce principe possède l'avantage d'être simple de fabrication (ne requiert qu'un système pour envoyer, recevoir et analyser le signal optique à partir d'une seule extrémité de la fibre), ce qui prévient le risque que le système cesse d'opérer en cas de

rupture accidentelle de la fibre, il sera encore possible de mesurer les variations ambiantes jusqu'au point de rupture qui peut être aisément localisé.

3.1.5.2 BOTDA

La seconde technique est conceptuellement plus complexe. Cette méthode utilise deux signaux, envoyés à chacune des extrémités de la fibre optique ce qui améliore les possibilités d'analyse d'où le « time domain analysis ». Dans un système BOTDA, la pompe et la sonde sont injectées aux extrémités opposées de la fibre de test. Afin de faire une discrétisation spatiale, soit la pompe ou la sonde seront des sources impulsives, l'autre source sera un laser continu (CW). La température est déterminée par l'interaction de la pompe et de la sonde tandis que la position est déterminée par le temps où l'interaction survient tel que montré à la Figure 3.12.

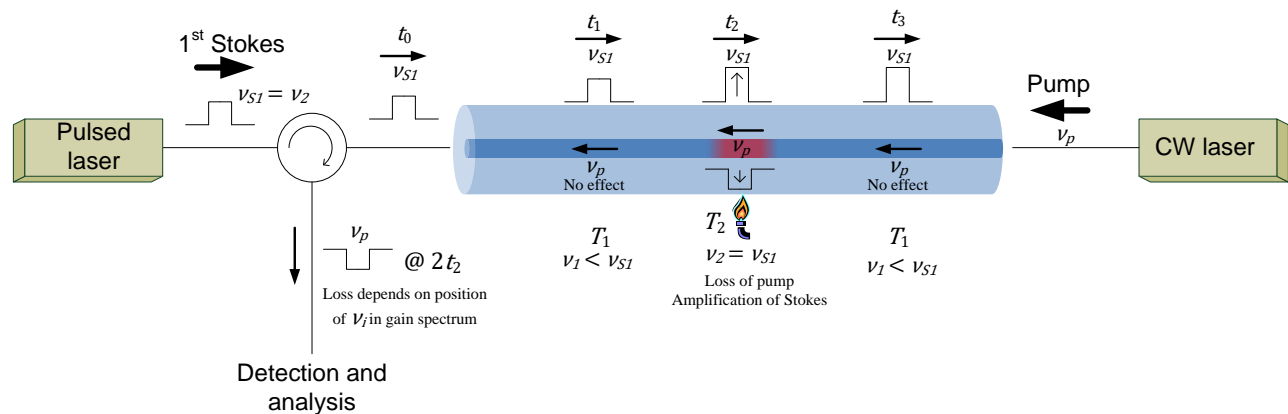


Figure 3.12 : Schéma conceptuel du senseur distribué BOTDA

Lorsqu'il y a interaction entre la pompe et la sonde, la sonde (onde Stokes) est amplifiée, tandis que la pompe est appauvrie. Afin de mesurer l'interaction entre les deux, il est possible de mesurer soit le gain Stokes [14, 41, 120, 121, 132] ou les pertes de la pompe [125]. Plus la sonde est près du maximum de la BGS pour une température donnée, plus l'interaction sera forte et donc plus la pompe sera appauvrie et la sonde amplifiée. Lorsque la température est très élevée, la sonde sera complètement en dehors de la BGS et l'interaction cessera, toutefois en modifiant la fréquence de la sonde à l'aide d'un modulateur électro optique par exemple, il est possible de maintenir la capacité de détection du senseur sur une grande plage dynamique. Puisque le système BOTDA offre une plus grande flexibilité dans la mesure, le rapport signal sur bruit sera également meilleur tout comme la résolution et la distance de détection, comparativement à un système BOTDR

conventionnel. Toutefois, il faut connecter les deux extrémités de la fibre de test, ainsi si une rupture du système se produit, il devient impossible de savoir où elle s'est produite et le système cessera complètement de fonctionner.

La première mesure de déformations distribuée fut faite sur un câble sous-marin de 1.3 km de long [14], tandis que la première mesure de température distribuée fut observée à l'aide d'un interféromètre Fabry-Pérot [15]. Plus tard, on démontra la technique BOTDA sur une distance de 1.2 km dans une fibre monomode avec une résolution spatiale de 100 m et une sensibilité de 3 °C [121]. En seulement 3 ans, les performances atteignirent 22 km de distance de mesure, avec une résolution spatiale de 5 m et une sensibilité de 1 °C [132]. Plus tard, afin de rendre la technique plus adéquate, il fallut mesurer les pertes Brillouin au lieu de mesurer le gain Brillouin, puisque pour mesurer sur une plus grande distance il fallait envoyer de trop grandes puissances crêtes et on venait à saturer le gain Brillouin, ce qui mena éventuellement à une distance de mesure record de 50 km [125]. Pour le BOTDR, la plus grande distance observée est de 57 km avec une résolution spatiale de 20 m et de 3 °C en température [133]. Plus récemment, un groupe de recherche a combiné des amplificateurs Raman avec du BOTDR et a été en mesure d'observer un signal sur 150 km avec des résolutions de 50 m et de 5.2 °C [123]. Le même principe est appliqué aux systèmes BOTDA où des distances de détection de 46 km, 75 km et 120 km ont été obtenues, et ce, pour des résolutions spatiales de moins de 2 m [134, 135].

Une autre variante à la technique BOTDA a été utilisée en combinant différentes fibres avec différentes courbes de gain les unes après les autres. Cela a permis d'améliorer le SNR, mais requiert davantage de temps de post-traitement pour retrouver la mesure sur le signal. Avec trois segments de 25 km chacun (différentes fibres optiques), une résolution de 1 m et de sensibilité de 1 °C et $20\mu\epsilon$ a été obtenu [136].

Les plus récentes techniques utilisent deux (ou plus) impulsions avec différentes largeurs d'impulsions. La largeur d'impulsion détermine la résolution spatiale: plus l'impulsion est petite, plus la résolution est petite. Cependant, une petite impulsion implique une petite longueur d'interaction, donc un signal plus faible, ce qui limite la longueur totale de la fibre utilisée pour la détection distribuée. Cependant, pour surmonter cette limitation, Li *et al.* [137] ont proposé de comparer le signal de deux longues impulsions, mais avec des largeurs différentes. Avec une analyse appropriée, la résolution est alors donnée par la différence de largeurs d'impulsions, qui

peut être faible (quelques ns), tandis que le signal d'interaction reste fort dû aux longues impulsions (~ 50-100 ns), donnant un rapport signal sur bruit exceptionnellement élevé avec une très haute résolution. Cette technique se nomme la *Differential pulse-width pair* BOTDA (DPP - BOTDA) et offre une excellente résolution spatiale, au détriment du temps d'intégration de la mesure typiquement. Avec un tel schéma, une résolution de 2 cm a été démontrée sur une distance de 2 km. D'autres schémas ont été proposés pour pré-exciter l'onde acoustique avec une configuration de pompe-sonde [24] de faible interaction afin d'augmenter le signal lors du passage de la sonde, menant à une résolution de l'ordre du centimètre [138, 139]. Enfin, la technique TDM-BOTDA pour *time division multiplexing* BOTDA permet d'améliorer la distance maximale de détection en employant deux impulsions (pour la sonde et la pompe) et en modulant le délai temporel entre les deux impulsions pour balayer le long de la fibre la région d'interaction des impulsions. La plus longue des deux impulsions donne alors la résolution spatiale [140]. La FDM-BOTDA, pour *Frequency division multiplexing* BOTDA, est une autre variante des systèmes typiques BOTDA; l'idée est d'avoir une amplification Brillouin à différentes fréquences pour des sections de fibres distinctes (comme pour la mitigation de l'effet Brillouin vu à la section 3.1.1), de sorte que la longueur de fibre effective est réduite et discrétisée par les différentes fréquences Brillouin propres à chaque fibre, plutôt que d'avoir une seule longueur de fibre de détection. Dans cette condition, la limitation de la longueur de détection est dépendante des pertes dans la fibre au lieu de la saturation du gain Brillouin [130].

3.1.5.3 Cryptages et traitement du signal

Différentes techniques de cryptage des impulsions au traitement du signal permettent d'améliorer la résolution spatiale de ces détecteurs. Tel que mentionné précédemment, la résolution spatiale est déterminée par la largeur temporelle de l'impulsion et donc en théorie plus l'impulsion est courte, meilleure sera la résolution cependant, une impulsion plus courte élargie la BGS et diminue l'intensité du signal Brillouin (diminue le SNR), particulièrement lorsque l'impulsion est beaucoup plus courte que le temps de vie des phonons (typiquement 10 ns donc largeur spectrale d'environ 20-30 MHz). Le signal détectable provient de la convolution entre l'impulsion et la courbe de gain Brillouin, ainsi pour une impulsion de 1 ns, l'équivalent spectral sera de 1 GHz comparativement au 30 MHz de la BGS, ce qui fait que la puissance effective est réduite d'un facteur 30, affectant du même coup le SNR. Même si une puissance de pompe élevée est utilisée pour compenser cette

perte de puissance et améliorer la résolution spatiale, la précision de mesure du décalage de fréquence Brillouin reste faible en raison de la difficulté à mesurer 1 MHz sur une telle plage de fréquences. Ces limitations empêchent d'augmenter considérablement la résolution spatiale d'un senseur Brillouin distribué par le simple fait de raccourcir la durée de l'impulsion. Généralement, on considère que la résolution spatiale ne peut être supérieure à 1 m pour les capteurs Brillouin conventionnels dans le domaine temporel, soit BOTDR ou BOTDA.

Toutefois, pour palier à ce problème, trois techniques de traitement de signal ont été introduites, soit en identifiant la limite de contraintes par la méthode spectrale composée, c'est-à-dire que pour une longueur d'impulsion fixe, on peut envoyer des impulsions deux fois à des instants différents avec un retard temporel pour la seconde impulsion, de sorte que la déconvolution du spectre Brillouin est faite au même endroit à deux reprises pour couvrir la moitié de la durée de l'impulsion ce qui fait en sorte que la résolution spatiale est améliorée d'un facteur deux [141]. La seconde méthode est d'employer la dérivée première et seconde de la fréquence et de la position pour retrouver la variation en contraintes. La dérivée première donne les points de variations de la déformation et avec la dérivée seconde il est possible de retrouver l'intensité de l'onde Stokes en fonction de la position [142]. Cette technique permet d'améliorer de quatre fois la résolution spatiale. Enfin, il est possible d'utiliser une technique appelée le critère équivalent Rayleigh (REC) qui permet d'obtenir la plus petite séparation angulaire détectable de deux objets identiques. Elle utilise deux distributions d'égale intensité dont la phase représente la distance entre deux objets. Dans le cas des senseurs Brillouin distribués, l'emploi de cette technique permet de trouver la plus petite distance entre deux pics de déformation ou de température [143]. L'amélioration de la résolution spatiale dans le cas des techniques BOTDR et BOTDA est basée sur le domaine temporel, mais il existe une autre technique basée sur le domaine fréquentiel, soit la *Brillouin Optical Correlation-Domain Analysis* (BOCDA), apparue au tournant des années 2000 [144, 145], qui permet d'améliorer davantage la résolution spatiale et sera traitée à la section suivante.

3.1.5.4 BOCDA

La résolution spatiale de la BOCDA est déterminée par les paramètres de modulation (amplitude et fréquence) de la source de lumière, plutôt que par le coefficient d'amortissement de l'onde acoustique dans le cas des deux autres techniques. Dans cette approche, deux ondes continues CW espacées en fréquence de la fréquence Brillouin sont injectées à partir des deux extrémités de la

fibres. Le spectre de gain Brillouin effectif est construit sur une sommation du signal Brillouin à toutes les positions de la fibre de détection. Le traitement du signal de corrélation entre les différentes positions fournit un pic étroit pour la bonne fréquence Brillouin et la résolution spatiale du BOCDA peut atteindre 1 cm [145], même 3mm de résolution spatiale a été démontrée en effectuant des mesures dynamiques [146]. Pour ces exemples, la plage de détection était de l'ordre de quelques mètres, ce qui est imposé par la récupération du déphasage relatif entre deux ondes continues. Cette technique est généralement utilisée pour la détection de déformation le long de la fibre optique, bien qu'elle puisse fonctionner avec la température également. Elle permet de surveiller et d'acquérir à plus haute vitesse comparativement aux autres méthodes, les variations le long de la fibre et ainsi faire de la surveillance d'infrastructure en temps réel plutôt que de façon statique avec les autres méthodes. La résolution spatiale est généralement très bonne, mais la distance maximale est souvent limitée à quelques centaines de mètres. Plus récemment, Zarifi *et al.* [147] ont démontré des mesures BOCDA sur une puce de chalcogénure avec une résolution spatiale de 780 μm sur une longueur de 2 cm en utilisant une source d'ASE tronquée comme laser de pompe et de sonde.

3.1.5.5 Détection de température v.s. détection de tension

Un grand défi dans la détection Brillouin est la capacité de séparer les mesures de contraintes des effets de la température afin de savoir ce qui a réellement influencé le signal Brillouin. Il est malheureusement impossible de séparer les deux avec un seul capteur. Si l'on veut mesurer la température, la structure à tester ne doit pas subir de variation de contrainte, et vice-versa. Parfois, connaître les deux peut s'avérer utile, car ils peuvent tous deux indiquer l'échec d'une structure sous test. S'il est nécessaire de séparer la tension de la température, deux capteurs sont nécessaires pour séparer les variables:

$$\begin{aligned} S_1 &= C_{T1}T + C_{\varepsilon1}\varepsilon \\ S_2 &= aC_{T1}T + bC_{\varepsilon1}\varepsilon \end{aligned} \quad (3.5)$$

Ensuite, la condition pour extraire les informations de température et de déformation est donnée par:

$$a \neq b \quad (3.6)$$

Deux fibres Brillouin avec des matériaux différents peuvent être utilisées en parallèle. Dans un tel cas, le coefficient de dilatation thermique et le coefficient élastique doivent varier différemment d'un matériau à l'autre. Une autre façon de séparer les deux variables est de combiner deux modalités, telles que la diffusion Raman distribuée et la détection Brillouin distribuée. Ce sera fonctionnel tant que la dépendance à la température et à la tension est différente d'une modalité à l'autre.

L'utilité de développer de tels senseurs distribués n'est plus à faire. En effet, la demande de la société moderne d'avoir des infrastructures et services d'alimentation électrique fiables et sécuritaires n'a cessé de croître au fil des ans. Les sociétés modernes ont non seulement besoin d'une croissance au niveau de la distribution des services, mais également d'une sécurité accrue quant aux services reliés à la chaîne de production. Il faut de nos jours, prévoir en fonction de désastres qui pourraient survenir, comme un tremblement de terre par exemple. Ainsi, il devient important d'avoir des outils qui vont permettre de localiser précisément, et ce, sur des dizaines voire des centaines de kilomètres, une anomalie qui pourrait mener à une catastrophe, d'où l'intérêt évident d'une technique de modélisation en temps réel de variation de température ou de contraintes de façon distribuée. L'avantage d'une telle technique utilisant la diffusion Brillouin distribuée est qu'on peut modéliser en temps réels toute la fibre optique contrairement à des techniques point par point qui sont limitées par le nombre de senseurs le long de leur parcours et ont donc une limitation de plus, ce qui d'ailleurs peut s'avérer très coûteux plus on veut une bonne résolution plus il faudra placer de capteurs.

CHAPITRE 4 DÉMARCHE DE L'ENSEMBLE DU TRAVAIL DE RECHERCHE ET ORGANISATION DES ARTICLES

Ce chapitre décrit les démarches du travail effectuées lors de cette thèse qui se décline en deux parties. L'objectif général est de comprendre dans un premier temps, lors du premier article, l'effet en cascade d'ondes Stokes Brillouin, puis dans un deuxième temps de l'utiliser dans un cadre de capteur de température distribué, ce qui est couvert aux articles 2 et 3. La première partie correspondant à l'article 1 traite de la conception, la fabrication et la caractérisation de lasers Brillouin à multiples ondes Stokes par effet en cascade. La seconde partie incluant les articles 2 et 3, traite de la conception et des défis techniques liés à la réalisation d'un capteur de température distribué. Ces deux parties sont intimement liées puisqu'elles font intervenir le même genre de cavité laser circulaire. Enfin, les liens entre les articles sont présentés en fin de chapitre.

4.1 Laser Brillouin en cascade à multiples longueurs d'onde

Cette première section traite des démarches effectuées menant à la fabrication et la caractérisation de lasers circulaires Brillouin à multiples longueurs d'onde (MWBEFL). Dans un premier temps, lors de l'étape de la conceptualisation une analyse de faisabilité doit être faite où la liste des diverses composantes de la cavité laser est établie. La caractérisation de plusieurs fibres optiques se fait à ce moment-là. En second lieu, ledit laser est assemblé en y combinant les composantes optiques commerciales selon le design préalablement choisi. Par la suite, une analyse détaillée s'en suit où l'espacement spectral des ordres Stokes est observé à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) et d'un analyseur de spectre électrique (ESA). Le comportement temporel quant à lui est observé à l'aide d'un autocorrélateur ainsi que d'une photodiode ultrarapide et d'un oscilloscope de 64 GHz.

En 2012, alors à la Maîtrise, un collègue et moi-même avons publié un article intitulé «Demonstration of an ultra-high frequency picosecond pulse generator using an SBS frequency comb and self phase-locking » qui proposait une nouvelle façon d'utiliser les MWBEFLs comme laser à impulsions [18]. Les travaux de cette thèse découlent principalement des observations faites dans cet article, alors que plusieurs points restaient sans réponse et nécessitaient approfondissement.

4.1.1 Laser Brillouin à impulsions par effet en cascade des ondes Stokes

Une tâche primordiale qui doit être accomplie lorsqu'on désire procéder à l'étude de la SBS est de caractériser la courbe de gain Brillouin. Pour ce faire, on emploie typiquement la technique pompe-sonde développée initialement par Niklès *et al.* [24] et présentée à la Figure 4.1. Ces travaux menèrent à une publication sur la caractérisation acousto-optique de la fibre fluorée ZBLAN publiée dans la revue *Journal of Non-Crystalline Solids* [36]. Connaître les paramètres de l'onde Stokes Brillouin générée dans une fibre permet de connaître le temps de vie et la vitesse des phonons acoustiques ainsi que la constante d'électrostriction liée à l'effet Pockels de la fibre optique.

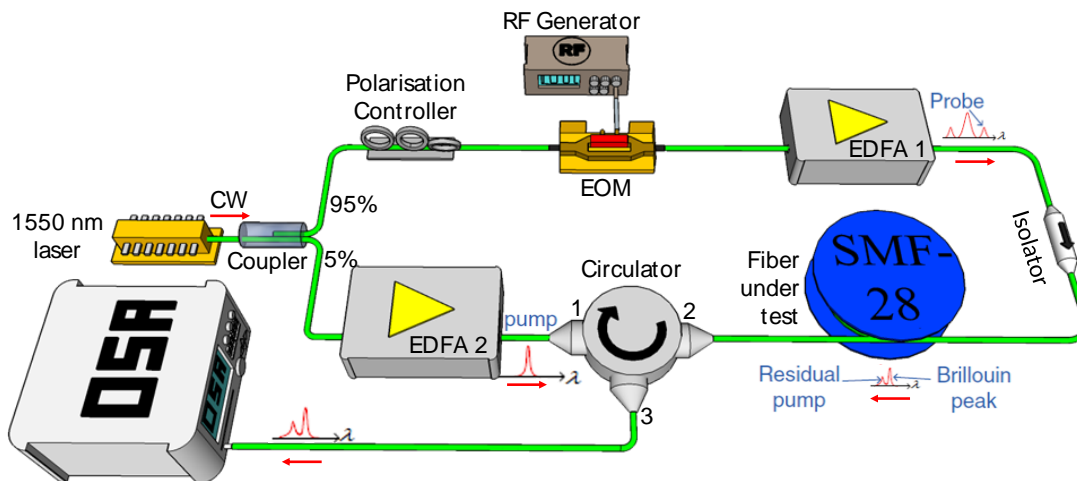


Figure 4.1 : Caractérisation de la courbe de gain Brillouin pour diverses fibres optiques par la technique pompe-sonde.

Dans cette technique de détection hétérodyne, la même diode laser est employée comme pompe, où elle est amplifiée par un EDFA, et comme sonde, où elle est modulée à l'aide d'un modulateur électro-optique et d'un générateur de fréquence. Cela permet une lecture précise de la fréquence Brillouin, car on évite d'observer une instabilité autour des positions centrales (dérive temporelle) d'un laser de pompe et d'un laser de sonde indépendant, ce qui nuirait à la lecture précise de la courbe de gain Brillouin et de la fréquence Brillouin. Pour faire la mesure, la fréquence de modulation de l'onde de sonde est balayée en fréquences, lorsqu'elle se trouve dans la région où il y a présence de gain Brillouin dû à l'excitation des phonons acoustiques, le signal de sonde est alors amplifié, on mesure ainsi la puissance de la raie laser de la sonde à l'OSA. Plus le signal est près du pic central d'amplification Brillouin, plus la puissance du signal de sonde sera élevée, c'est

ainsi que la courbe de gain est acquise à condition que le gain Brillouin ne soit pas saturé par un signal de sonde déjà trop élevé.

Ainsi une grande quantité de fibres optiques ont été caractérisées par cette méthode afin de connaître leur fréquence Brillouin unique qui dépend entre autres des types de dopants et de leurs concentrations ainsi que de la forme du cœur du milieu de propagation. Parfois, il peut y avoir plus d'une fréquence Brillouin, mais dans un cas guidé circulaire comme une fibre optique, généralement seul le mode longitudinal de vibration du phonon acoustique est excité ne générant qu'un seul pic Brillouin. De plus, les fibres optiques possèdent des coefficients non linéaires bien différents qui influenceront la facilité de générer un peigne de fréquence. Par exemple, une fibre à base de chalcogénure possède un indice non linéaire n_2 environ 100 fois plus élevé que la fibre à base de silice SMF-28. Dans ce type de fibre, il est généralement plus fréquent d'observer des ondes anti-Stokes par mélange à quatre ondes. La grosseur du cœur influencera également la non-linéarité de la fibre optique. Plus l'aire de confinement du mode guidé, en lien avec l'aire effective de la fibre optique, est petite, plus il sera facile de générer le processus en cascade de la SBS. Une autre façon d'améliorer le processus en cascade d'ondes Stokes, c'est de faire recirculer la lumière à l'intérieur du résonateur circulaire ce qui, à l'instar d'une cavité laser, permet de diminuer la puissance seuil critique à la génération de l'onde Stokes Brillouin.

4.1.2 Analyse des différentes configurations

De nombreuses configurations sont possibles typiquement en employant un agencement de coupleurs et de circulateurs optiques. Après une première phase itérative de designs et de plusieurs tentatives sur diverses configurations ainsi qu'en se basant en partie sur les travaux de Cowle et Stepanov [84], Tang *et al.* [99], ainsi que Song *et al.* [59], nous en avons gardé deux pour fin d'analyse plus élaborée. Outre les cavités linéaires de type Fabry-Pérot, il est possible à l'aide d'une configuration circulaire soit d'isoler les ordres Stokes pairs des ordres impairs ou de tous les combiner ensemble à la sortie du laser. Lorsque toutes les ondes Stokes sont combinées à la sortie, comme présenté à la Figure 4.2 a), l'espacement spectral entre les ordres Stokes est autour de 10.8 GHz pour une fibre SMF-28 tandis qu'il est du double soit environ 21.7 GHz pour la seconde configuration présentée à la Figure 4.2 b).

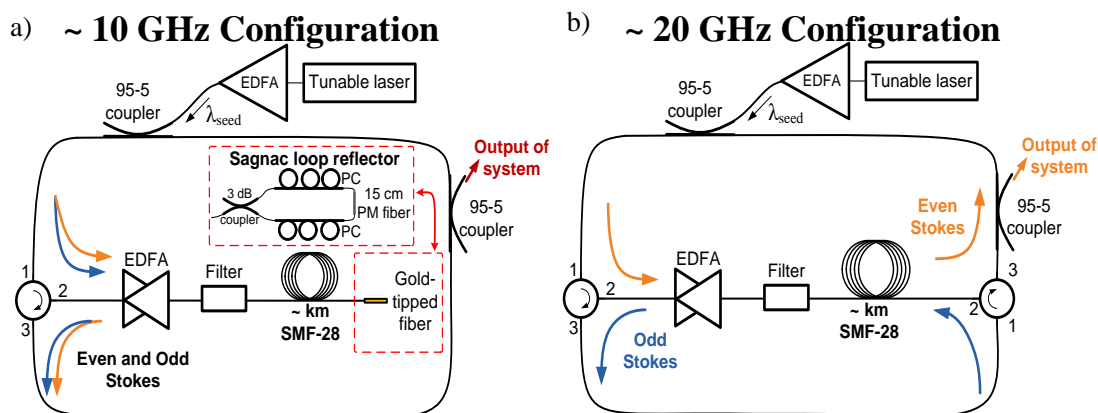


Figure 4.2 : Montage expérimental pour la génération de multiples ondes Stokes dans un MWBEFL où a) tous les ordres Stokes oscillent dans la même direction et où b) les ordres pairs sont séparés des ordres impairs qui oscillent dans le sens contraire.

Ces types de laser MWBEFL fonctionnent généralement dans la bande C des télécommunications soit entre 1530 nm et 1565 nm puisqu'ils utilisent des composants commerciaux et ces derniers sont abondants et peu coûteux dans cette région. En théorie, ils peuvent être utilisés à n'importe quelle longueur d'onde, pourvu que les composants de bases, soit le laser de pompe, les coupleurs et circulateurs optiques ainsi que le milieu de gain tel que l'amplificateur et la fibre optique monomode, soient disponibles. Le principe de fonctionnement est très similaire entre la configuration simple et double. Dans un premier temps, un laser CW de pompe (BP) est amplifié à l'aide d'un amplificateur à l'erbium (EDFA) puis injecté par un coupleur dans la cavité circulaire. La lumière est ensuite injectée dans la portion centrale de la cavité à l'aide d'un circulateur optique vers la fibre monomode d'amplification en passant par un second amplificateur bidirectionnel (Bi-EDFA) pour que la pompe soit à nouveau amplifiée tout comme les ondes Stokes subséquentes qui repasseront par cet amplificateur. Une fois la puissance seuil atteinte, une onde Stokes se propageant en sens opposé à la pompe est générée et repasse par le Bi-EDFA ainsi que dans le circulateur optique puis oscille dans le sens contraire des aiguilles d'une montre dans la cavité. Un second coupleur (avec un faible taux de couplage, typiquement 95 : 5), de sortie cette fois-ci, est employé pour extraire les ondes Stokes. Plus la puissance de pompe est grande et plus le signal Stokes sera fort, qui a un certain point pourra à son tour générer sa propre onde Stokes, soit d'ordre deux et ainsi de suite. La puissance résiduelle est réfléchiée par une fibre à miroir (*gold tipped fiber*) qui réinjecte la lumière dans la cavité.

Dans le cas de la cavité double, au lieu d'utiliser un miroir à la sortie de la fibre, un deuxième circulateur est installé afin de séparer les ordres pairs des ordres impairs. Ainsi, les ordres pairs oscilleront dans la même direction que la pompe initiale (soit dans la portion du haut de la cavité à la Figure 4.2b)) alors que les ordres impairs oscilleront dans la portion du bas. Ainsi, il est possible de n'avoir que les ordres pairs ou impairs à la sortie du laser avec un espacement spectral du double de la fréquence Brillouin.

Des variantes mineures ont été apportées tout au long de cette thèse, quant à l'emplacement de l'EDFA à l'intérieur de la cavité, de la diode laser de pompe utilisée ou encore des coefficients de couplage des coupleurs optiques. Ces changements ayant peu ou pas d'influence marquée sur les résultats obtenus. La longueur et le type de fibre utilisée ont eu un impact majeur sur les performances de ces lasers ce qui sera traité à l'article 1.

4.1.3 Caractérisation des lasers Brillouin en cascade

Typiquement, pour générer un maximum d'ondes Stokes en cascade, il faut maximiser le gain au sein de la cavité laser, ce dernier provenant de l'amplificateur à l'erbium placé à l'intérieur de la cavité, ainsi que du gain Brillouin, se produisant lors de l'échange paramétrique entre la pompe et l'onde Stokes. Toutefois, il ne s'agit pas uniquement d'amplifier au maximum la puissance de l'amplificateur situé dans la cavité, car à ce moment-là, l'amplification de l'ASE sera également amplifiée et se mettra à laser (*self-lasing*) tel que rapporté par Mohd Nasir *et al.* [91]. Toutefois, si le gain de l'EDFA dans la cavité est trop faible, cela mène à un peigne de fréquence bruité et instable. On ne peut pas non plus injecter un signal de pompe BP trop élevé, car cela saturera l'amplificateur à l'intérieur de la cavité et limitera le nombre d'ondes Stokes d'ordre supérieur qu'il sera possible de générer. Il s'agit donc de trouver un équilibre entre ces paramètres. Pour éviter la génération des modes d'oscillation aléatoires causés par l'ASE dans la fibre d'erbium, généralement observés aux longueurs d'onde longues puisqu'il s'agit de l'endroit où le gain de l'erbium est maximal et compétitionne alors celui de l'onde Stokes, il est possible de placer un filtre passe-bande de quelques nanomètres à l'endroit où se situe la BP, ce qui aura pour effet de limiter le gain de l'erbium à cette région (typiquement quelques nanomètres de large) et ainsi annihilera les modes aléatoires non souhaités, pour n'amplifier que les ordres Stokes souhaités. Pour rendre ce laser accordable en longueur d'onde, il est alors possible d'utiliser un filtre passe-bande accordable et ainsi en changeant la longueur d'onde du laser de pompe, l'émission multi-

Stokes se fera en cascade à partir de ce dernier. Il est à noter que le filtre passe-bande n'est pas toujours requis dans le cas où la pompe est près de 1560 nm, puisqu'il s'agit de la région spectrale où le gain initial de l'erbium est maximal.

La Figure 4.3 présente deux exemples typiques de spectre optique observés lors de la génération d'un peigne de fréquence Brillouin. En a), tous les ordres Stokes se propagent dans la même direction et donc l'espacement spectral correspond à la fréquence Brillouin de la fibre optique soit dans ce cas-ci 10.85 GHz. Il y a une faible présence de raies anti-Stokes qui sont le fruit du mélange à quatre ondes survenant entre les ondes Stokes et la pompe. Dans la partie b), les ordres Stokes pairs et impairs se propagent dans des directions opposées et le spectre optique mesuré à l'OSA montre un espacement spectral double, soit de 21.7 GHz.

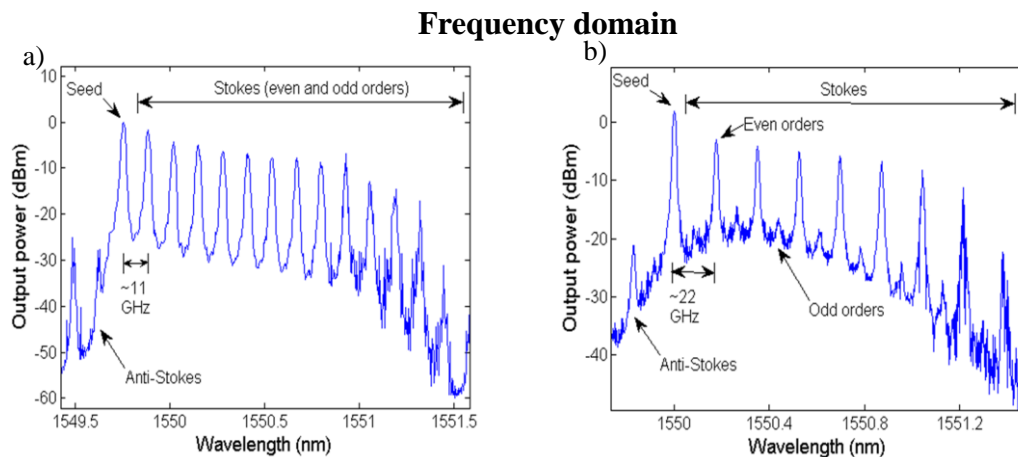


Figure 4.3 : a) Spectre optique mesurée à la sortie d'un laser MWBEFL à simple cavité de 10 km. b) Spectre optique pour une cavité laser MWBEFL double où les ordres pairs sont observés à la sortie de la cavité de 10 km de fibre optique SMF-28.

Par le lien paramétrique entre la pompe et l'onde Stokes, il avait été supposé qu'une relation de phase existe entre les deux et qu'ainsi par le processus en cascade des ondes Stokes on puisse obtenir des impulsions temporelles très courtes avec un haut taux de répétition [18]. En principe, par transformée de Fourier (FFT) et suite à cette « relation de phase » qui existe entre les ondes Stokes, il est possible de mesurer des impulsions temporelles à l'aide d'un autocorrélateur. Ce dernier consiste en un interféromètre de Michelson où l'impulsion laser est collectée lors de la recombinaison des deux faisceaux qui passent préalablement par un cristal BBO doubleur de fréquence. C'est donc dire que l'on détecte le signal de second harmonique généré par la

convolution de l'impulsion laser séparée dans les deux branches à une photodiode rapide. Un délai temporel est introduit dans une des deux branches, ce qui permet de balayer le spectre temporel d'une impulsion laser arrivant à l'autocorrélateur tel que présenté à la Figure 4.4

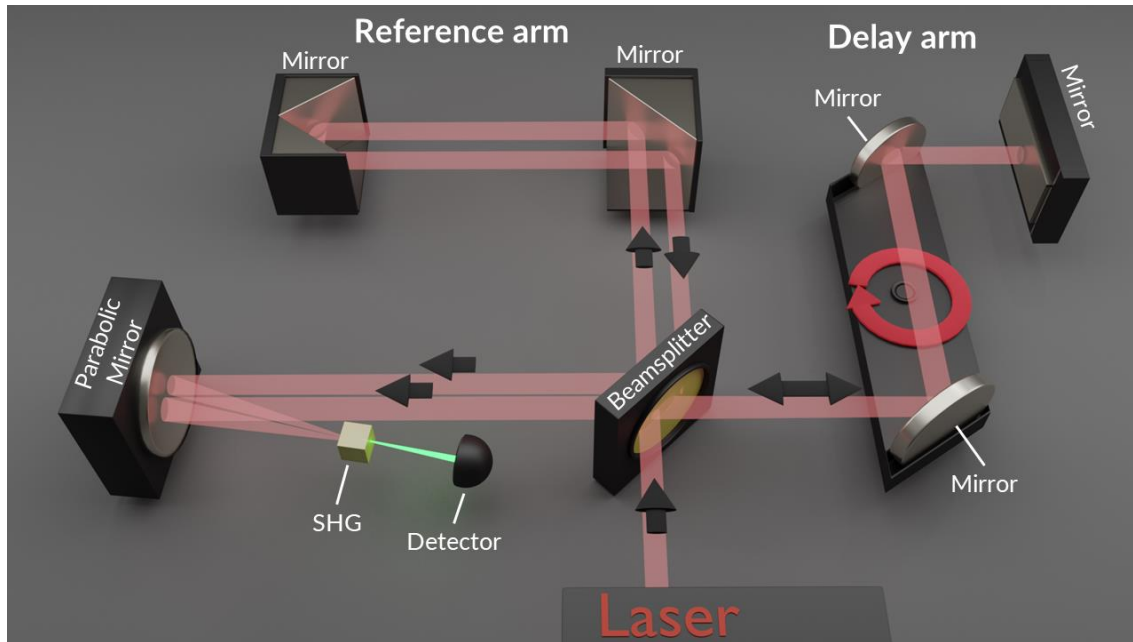


Figure 4.4 : Mesure d'autocorrélation en configuration croisée où le faisceau à l'entrée est séparé en deux par un cristal séparateur de faisceau; le premier bras de délai où le délai temporel est fourni par deux miroirs en rotation et un bras de référence. À la convergence des faisceaux, ces derniers sont combinés vers un cristal doubleur BBO et la génération de second harmonique est détectée par une photodiode rapide.

Ainsi, plus le nombre d'ondes Stokes est élevé et plus l'impulsion temporelle sera courte. Le taux de répétition des impulsions est donné par l'espacement fréquentiel entre les ondes Stokes, donc pour la cavité simple on parle d'un taux de répétition d'environ 10 GHz et de 20 GHz pour la cavité double. La largeur de bande des ondes Stokes donne quant à elle la cohérence temporelle du laser. En prenant les spectres optiques de la Figure 4.3 et en appliquant une FFT, on retrouve le spectre temporel des impulsions du laser tel que présenté à la Figure 4.5. Dans ce cas-ci, des impulsions de l'ordre de ~ 10 ps avec des taux de répétitions de 92 ps et 46ps respectivement pour la cavité simple et double sont observées à l'autocorrélateur de marque femtochrome et modèle FR-103XL. Ce dernier est de type *cross correlation*, c'est-à-dire que les faisceaux arrivent avec un certain

angle au cristal doubleur et ainsi la fréquence résultante est perpendiculaire au détecteur et les fréquences résiduelles ne sont pas collectées à la photodiode.

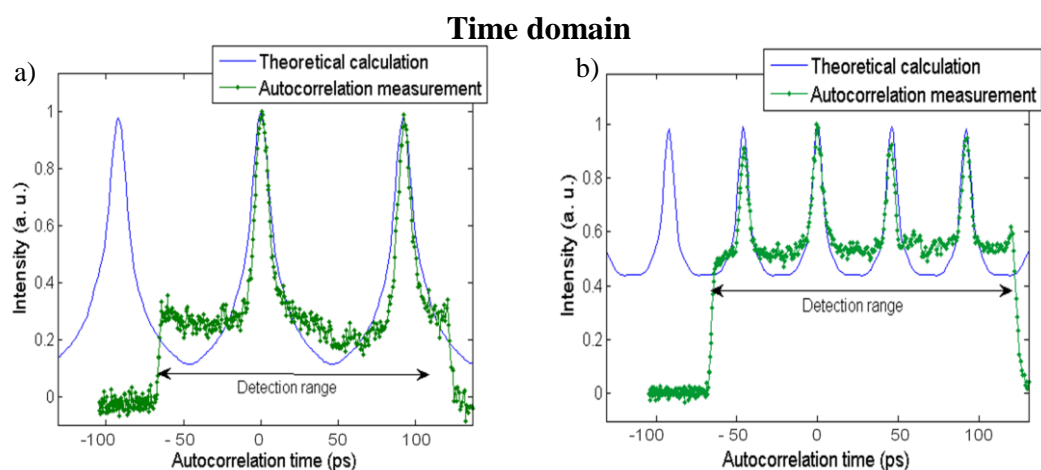


Figure 4.5 : Mesure de la trace d'autocorrélation pour a) le laser simple cavité de ~ 10 GHz d'espacement spectral et b) celui double cavité avec un espacement spectral de ~ 20 GHz.

Toutefois, si le laser était parfaitement synchronisé en phase, les impulsions retourneraient complètement à un minimum d'interférence destructive à zéro, on observe cependant qu'il semble y avoir un piédestal d'un point de vue temporel, qui semble indiquer un manque de cohérence de phase. Cette démonstration initiale du laser SBS à impulsions a révélé de nombreux phénomènes plus intrigants les uns des autres et qui ont nécessité une étude plus approfondie menée dans le cadre de cette thèse. Pour y parvenir, il a fallu faire appel à des appareils de détection (photodiodes ultrarapides (50 GHz) et un oscilloscope de 64 GHz) permettant de résoudre en temps réel le patron d'interférence des ondes Stokes, ce qui permet d'obtenir davantage d'informations qu'une simple mesure à l'autocorrélateur puisqu'on peut observer des milliers d'impulsions à la fois. C'est ce qui a mené aux travaux de cette thèse alors que le but est de comprendre ce qui limite le ratio d'extinction temporel des impulsions émises par ce procédé laser, ce qui est traité à l'article 1. Une analyse temporelle plus exhaustive était donc nécessaire afin de comprendre les mécanismes régissant les MWBEFLs, ce qui n'a pas été fait par le passé dans la littérature où seules des analyses partielles ont été proposées.

4.2 Senseur de température

Suite aux travaux sur les MWBEFLs, une caractérisation de leur réponse en température s'imposait. Nous nous sommes rendu compte que dans la littérature aucun groupe n'a été en mesure d'augmenter considérablement la sensibilité des capteurs Brillouin distribués (température ou contrainte). La question se posait alors à savoir s'il était possible de combiner le principe de cascade d'ondes Stokes derrière les MWBEFLs et celui des senseurs Brillouin distribués (BOTDR/A) pour en améliorer la sensibilité. Une meilleure sensibilité permet une détection plus rapide d'un phénomène et dans le cas de ce type de senseurs, cela peut faire une grande différence vu les distances qu'ils doivent couvrir. L'article 2 présente une façon non distribuée d'augmenter la sensibilité d'un senseur Brillouin tandis que l'article 3 reprend ce principe en le rendant entièrement distribué avec une sensibilité accrue.

4.2.1 Augmentation de la sensibilité

En analysant les principes derrière les systèmes actuels BOTDR et BOTDA, soit de faire propager une onde pulsée en direction opposée de la pompe, il a été conclu qu'il serait favorable de travailler avec la cavité double puisqu'elle permet d'isoler les directions de propagation des ondes Stokes et offre la possibilité de synchroniser la région de chevauchement où se produira la génération des ondes Stokes, offrant le caractère distribué souhaité. Tout comme pour le laser MWBEFL, les mêmes paramètres doivent être ajustés afin de générer le plus d'ondes Stokes en cascade possible.

Pour effectuer la mesure de la température avec ce dispositif, la fibre de la portion centrale du laser (voir Figure 4.2 b)), c'est-à-dire le rouleau de fibre optique (typiquement quelques kilomètres) est inséré dans une chambre thermique de marque Testequity (modèle 105) contrôlée à une précision de 0.1 °C. La chambre thermique peut aller de -40 °C à 140 °C. Il peut être bon de rappeler que la variation en température de la fréquence Brillouin est d'environ 1 MHz/°C tandis que la fréquence Brillouin est de ~ 10 GHz, ainsi pour détecter la variation des ondes Stokes, il faut utiliser une technique interférentielle, car une technique basée sur un réseau de diffraction comme c'est le cas avec un OSA conventionnel ne possède pas une telle résolution spectrale. Pour ce faire, il faut faire battre le peigne de fréquence Brillouin avec un laser de référence sur une photodiode et observer le battement entre les ondes à un ESA pouvant mesurer des fréquences jusqu'à 44 GHz de marque Agilent (modèle E4446A). Encore une fois, il a fallu composer avec certaines limitations et trouver

des solutions pour y remédier. Les limitations étant comment faire pour détecter le battement avec une source laser externe indépendante qui possède sa propre dérive temporelle autour de sa fréquence centrale et comment détecter toutes les fréquences de battement en même temps qui proviennent des ondes Stokes avec le laser de référence, et ce tout en évitant l'erreur de mesure sur la détection des fréquences d'inter-battements entre les ondes Stokes entre elles.

4.2.2 Détection des ondes Stokes d'ordre supérieur

Dans le but de compenser pour toutes ces limitations, la solution est venue en créant une seconde cavité MWBEFL identique à la première et pompée par le même laser de pompe BP. Les deux cavités sont combinées à l'aide d'un coupleur 3-dB. Une des deux cavités est gardée à température et contrainte ambiante constante, servant de référence pendant que l'autre cavité MWBEFL est placée dans la chambre thermique contrôlée. Il y a deux principales raisons pour lesquelles on utilise un oscillateur de référence et le même laser de pompe pour les deux cavités. Premièrement, ce type de générateur peut facilement créer une dizaine d'ordres Stokes, ainsi le 10^e pic se retrouve à plus de 100 GHz de la pompe. Afin de détecter son déplacement spectral dû à une variation de température en mesurant le battement entre le premier et dernier Stokes, il faudrait une photodiode et un analyseur de spectre électrique allant jusqu'à de telles fréquences. Ceci s'avère extrêmement coûteux et peu optimal. En utilisant une cavité de référence que l'on recombine avec la cavité sous test, on observe ainsi toutes sortes de battements, mais principalement le battement entre deux ondes Stokes de même ordre c.-à-d. le 2^e Stokes de référence avec le 2^e Stokes sous test, etc. Ceci permet donc d'observer des battements proches de la région DC, car si les fibres de test et de référence sont les mêmes et que la température est la même, la fréquence de battement produite sera nulle, car les ondes Stokes seront à la même fréquence. L'utilisation d'un seul laser de pompe est une façon simple d'éviter que le laser ne dérive dans le temps (*frequency jitter*) et induise un décalage fréquentiel erroné. Ce principe est illustré à la Figure 4.6

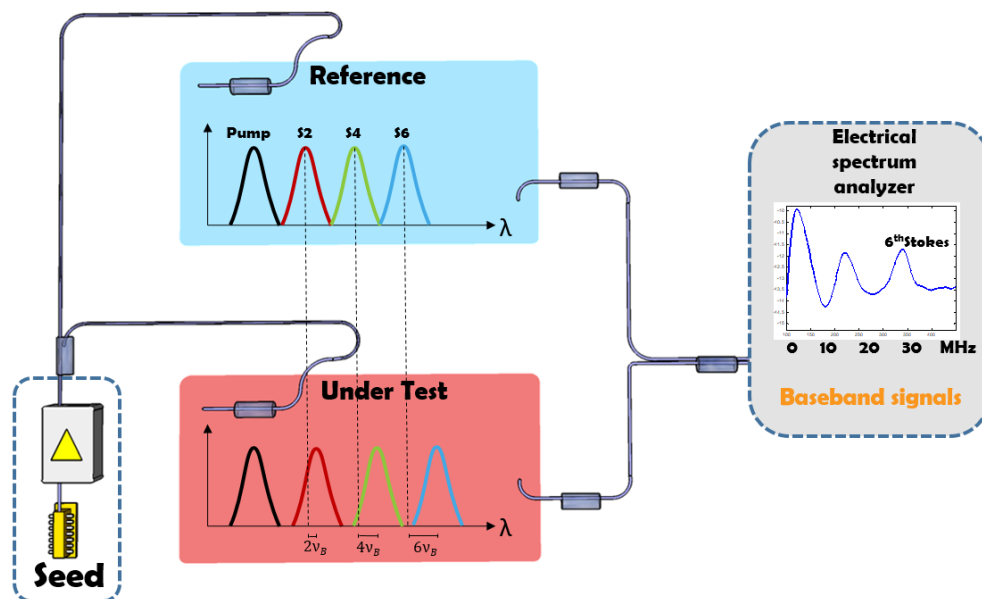


Figure 4.6 : Principe proposé afin de détecter des ondes Stokes d'ordre supérieur à l'aide d'une photodiode et d'un ESA basse fréquence avec une lecture précise du battement produit par les deux cavités MWBEFLs quasi identiques où l'une d'elles est gardée à température/contrainte constante et l'autre est placée dans une chambre thermique contrôlée.

Pour effectuer les mesures, une fois la température du four choisie, un temps d'attente d'une heure a été établi avant d'acquérir le spectre de battement désiré à l'ESA afin de s'assurer l'uniformité de la température dans la chambre et dans la fibre optique. Le processus étant ensuite répété pour une nouvelle température. Les travaux concernant cette partie du projet sont présentés en détail à l'article 2 au Chapitre 6.

4.2.3 Senseur de température distribué à haute sensibilité

Une fois l'intégration d'un laser MWBEFL comme senseur de température, il reste à convertir celui-ci en senseur distribué. Pour ce faire, on se doit de changer légèrement la cavité du MWBEFL qui est sous test en laissant la cavité de référence inchangée. Le but de modifier la cavité de test est de pouvoir localiser la position où la température varie, tandis que la cavité de référence sert encore ici à la détection de plusieurs ordres Stokes en même temps par technique hétérodyne. L'objectif n'est pas de tout recommencer la cavité, mais de modifier cette dernière en y incorporant deux éléments optiques actifs, soit des modulateurs acousto-optiques dans chacune des branches de la cavité sous test qui serviront à discrétiser les variations de la température le long de la fibre.

Un AOM est fait pour opérer à une fréquence RF donnée (55 MHz). Lorsque le AOM reçoit ce signal, la lumière est diffractée à la sortie du 1^{er} ordre, ce qui amène des pertes (environ 10 dB) à l'ordre zéro. Étant donné que l'ordre +1 (et -1) amène un changement de fréquence de la lumière, on ne peut se servir de ces sorties pour ce système. En modulant le signal RF, on peut donc moduler la lumière à l'ordre zéro. Un système doit donc être conçu pour moduler un tel signal RF, tel que montré à la Figure 4.7 et Figure 4.8.

En ayant un modulateur dans chacune des 2 branches contre-propagatrices, il est possible de régler les paramètres de ces derniers pour que la génération cSBS ne se produise qu'au moment où ils se chevauchent spatialement et nulle part ailleurs le long de la fibre de test. En appliquant un délai électrique entre les deux AOMS, on vient ainsi changer la région spatiale de chevauchement, puis en répétant l'opération, on est en mesure de balayer sur toute la longueur de la fibre la région de chevauchement des AOMs et ainsi retrouver en tout point la température.

Avant de pouvoir acquérir un spectre distribué de température, de nombreuses étapes sont à suivre :

1. Ajuster l'intervalle spectral libre (FSR) des deux branches de la cavité

Cette étape est primordiale, car si les deux branches n'ont pas la même longueur et par le fait même, le même intervalle spectral libre (FSR), alors lors de la prise de mesures, à chaque passage complet de la lumière, la région de chevauchement sera décalée et il sera alors impossible d'accumuler suffisamment de puissance pour générer de la cSBS et d'avoir une mesure précise de la température à cet endroit rendant la mesure erronée. Ainsi, il faut trouver la FSR d'une des deux branches puis ajuster la longueur de l'autre branche pour qu'en fin de compte les deux FSRs soient égales. Une ligne à délai optique est insérée dans une des deux branches pour optimiser les deux longueurs relatives. Avec une cavité de quelques kilomètres comme celle-ci la finesse de la cavité n'est pas trop grande, ainsi une précision de quelques millimètres est suffisante. Heureusement, la majeure longueur des deux branches est partagée par la région centrale du générateur MWBEFL de test.

2. Moduler les AOMs à la fréquence de la FSR

Les AOMs ferment la cavité lorsqu'une onde RF à 55 MHz est appliquée sur leur cristal. Il faut donc moduler cette porteuse à la fréquence FSR, qui dans le cadre de cette thèse avoisinait les 50 kHz soit l'équivalent d'une FSR qui correspond à environ 4 km de fibre optique. Un circuit électrique de modulation maison a été construit afin de contrôler via un code *Labview* la

fréquence de modulation des deux AOMs à l'aide d'un générateur de fonction à deux sorties. Un générateur RF est employé pour envoyer le même signal porteur à 55 MHz en même temps aux deux AOMs. Le schéma électrique est présenté à la Figure 4.7, tandis que le principe de modulation complet est présenté à la Figure 4.8.

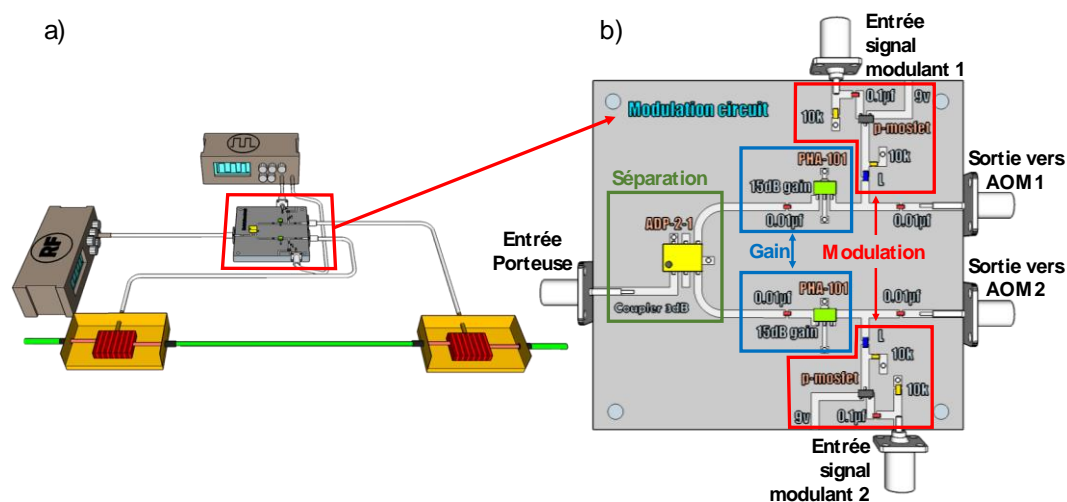


Figure 4.7 : a) Schéma du branchement général servant à la modulation des AOMs. b) Schéma électrique du circuit de modulation en trois étapes, soit la séparation de la porteuse, suivi de son amplification et de sa modulation avant d'être transmise vers les AOMs.

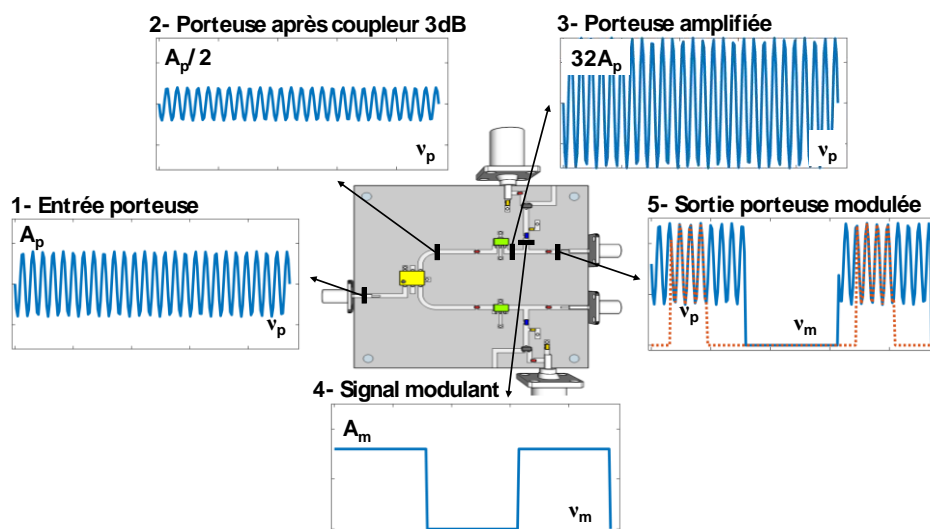


Figure 4.8 : Principe de modulation des AOMs étape par étape où l'onde porteuse est séparée en deux, puis amplifiée et modulée dans chacune des branches avant d'être transmise vers les deux AOMs.

Afin de contrôler les AOMs, un circuit de modulation maison a été construit où une onde porteuse sinusoïdale d'amplitude A_p et de fréquence $\nu_p=55$ MHz est séparée en deux par un coupleur RF de 3 dB puis le signal porteur dans chacune des branches menant à un AOM unique est réamplifié de 15 dB. Le signal porteur amplifié est gardé sous le seuil de dommage des cristaux des AOMs. Un signal modulant de forme carrée d'amplitude A_m et de fréquence ν_m est appliqué au signal porteur, qui est envoyé par la suite aux AOMs. En changeant le rapport cyclique (*duty cycle*), cela change le temps d'ouverture des AOMs et donc la résolution spatiale du senseur (tel que schématisé en 5 à la Figure 4.8 pour deux rapports cycliques différents en bleu et orange).

3. Chauffer la chambre thermique

Avant de lancer une mesure, une portion de la longueur totale de la cavité est insérée dans la chambre thermique qui est ensuite chauffée à la température désirée pour l'expérience. On laisse, la température s'uniformiser pendant 45-60 minutes, avant de procéder à l'expérience. Un réajustement de la FSR peut être nécessaire, étant donné le changement d'indice de la fibre avec la température.

4. Générer les ondes Stokes en cascade

Pendant ce temps, il faut trouver les paramètres optimaux à la génération en cascade d'ondes Stokes Brillouin. Il s'agit d'optimiser l'équilibre entre la puissance du signal d'entrée (BP) et le gain fourni par les EDFAs situés à l'intérieur de la cavité. Il faut regarder à l'OSA le signal de sortie obtenu et modifier les paramètres pour observer un maximum d'ondes Stokes d'ordre supérieur. On change, alors le rapport cyclique des AOMs pour qu'il soit le plus petit possible tout en étant capable de générer des ondes Stokes et on ajuste les puissances des EDFAs à nouveau. Le rapport est précaire entre avoir trop de puissance d'entrée qui sature le gain des EDFAs, où trop de gain des EDFAs qui favorise la génération de l'ASE au détriment des ondes Stokes où un rapport cyclique trop petit qui empêche la génération d'ondes Stokes, il faut donc trouver le bon équilibre entre ces paramètres.

5. Contrôle de la polarisation

Les contrôleurs de polarisation dans chacune des branches permettent d'optimiser le gain Brillouin et influence le signal généré, il suffit alors de tourner les boucles du contrôleur, pour optimiser le signal observé à l'OSA sans connaître l'état de polarisation à l'intérieur de la cavité, qui doit tourner continuellement.

6. Lancer la mesure

On peut alors lancer la mesure, toutefois avant de commencer cette dernière, on doit générer un peigne de fréquences de référence. Ce dernier est beaucoup plus simple à générer, car il n'y a pas toutes ces étapes à respecter, il ne suffit que d'accroître le gain à l'intérieur de la cavité. Enfin, on recombine les deux lasers MWBEFLs entre eux et on regarde simultanément le signal de sortie à l'OSA et à l'ESA. L'OSA sert à observer en temps réel si un problème survient, tandis que l'ESA nous permet d'acquérir la fréquence de battement qui est directement liée à la température le long de la fibre. En changeant le délai entre les AOMs on vient balayer la région d'observation et on peut donc retrouver la température en tout point.

4.3 Organisation des articles

Cette thèse se décortique en 3 articles couvrant la majeure partie des travaux effectués dans le cadre de ces études doctorales sur la diffusion Brillouin stimulée en cascade. Les travaux ont mené dans un premier temps à une meilleure compréhension, surtout d'un point de vue temporel, des lasers à multiples longueurs d'onde par diffusion Brillouin stimulée. En deuxième partie, une nouvelle approche basée sur les lasers MWBEFLs a été mise au point pour augmenter la sensibilité de détection des capteurs de température Brillouin. Enfin, cette approche a été poussée à un autre niveau, en la rendant entièrement distribuée par l'ajout de modulateurs acousto-optiques servant de synchronisateur temporel.

L'article 1 [148] intitulé « **Temporal characterization of a multi-wavelength Brillouin–erbium fiber laser** » a été publié dans *New Journal of Physics* en 2016. Cet article couvre la première partie des objectifs ciblés lors de cette thèse soit de comprendre les enjeux liés à la génération d'un laser à multiples canaux par génération en cascade d'ondes Stokes Brillouin d'ordre supérieur. Cet article compare diverses sources lasers MWBEFLs et les caractérise tant dans le domaine fréquentiel que temporel avec une résolution temporelle de moins de 15 ps à l'aide d'un

oscilloscope de 64 GHz. Il s'agit d'un article publié en collaboration avec des chercheurs de l'université de Sydney qui a été accompli lors de mon stage doctoral de quatre mois là-bas. Il présente les observations ainsi qu'une analyse théorique complète qui explique le comportement instable de ce type de source et certaines hypothèses sur comment régler ces problèmes dont le principal problème vient des longueurs typiques de ce genre de cavité.

L'article 2 [149] intitulé « **High-sensitivity temperature sensing using higher-order Stokes stimulated Brillouin scattering in optical fiber** » a été publié dans Optics Letters en 2014 qui constitue la première portion de la seconde partie de cette thèse. L'article propose une nouvelle façon d'incorporer la génération multi-Stokes avec les principes de senseurs de température basés sur la diffusion Brillouin. Il traite du second objectif de cette thèse soit d'améliorer la sensibilité d'un senseur de température Brillouin et propose une technique de détection autohétérodyne qui fait intervenir deux lasers MWBEFLs (un comme référence l'autre comme senseur) pour mesurer le battement des ondes Stokes d'ordre supérieur entre eux.

L'article 3 [150] s'intitule « **High sensitivity distributed temperature fiber sensor using stimulated Brillouin scattering** » a été publié dans Optics Express en 2017. Il est la conclusion de cette section alors que le senseur de température présenté à l'article 2 est modifié de façon telle qu'il permet d'effectuer de la détection de température de façon distribuée. Il répond donc aux derniers critères fixés lors de cette thèse et ouvre la voie à un nouveau type de senseurs Brillouin à haute sensibilité.

Les prochaines sections présentent les trois articles. Ces sections seront suivies d'une section discussion des résultats qui fera le sommaire des trois articles.

CHAPITRE 5 ARTICLE 1: TEMPORAL CHARACTERIZATION OF A MULTI-WAVELENGTH BRILLOUIN-ERBIUM FIBER LASER

*Auteurs: Victor Lambin Iezzi, Thomas F. S. Büttner, Amirhossein Tehranchi, Sébastien Loranger,
Irina V. Kabakova, Benjamin J. Eggleton and Raman Kashyap*

Ce travail a été présenté dans *New Journal of Physics* vol. **18**, p. 055003, 2016.

5.1 Abstract

This paper provides the first detailed temporal characterization of a multi-wavelength-Brillouin-erbium fiber laser (MWBEFL) by measuring the optical intensity of the individual frequency channels with high temporal resolution. It is found that the power in each channel is highly unstable due to the excitation of several cavity modes for typical conditions of operation. Also provided is the real-time measurements of the MWBEFL output power for two configurations that were previously reported to emit phase-locked picosecond pulse trains, concluded from their autocorrelation measurements. Real-time measurements reveal a high degree of instability without the formation of a stable pulse train. Finally, we model the MWBEFL using coupled wave equations describing the evolution of the Brillouin pump, Stokes and acoustic waves in the presence of stimulated Brillouin scattering, and the optical Kerr effect. A good qualitative consistency between the simulation and experimental results is evident, in which the interference signal at the output shows strong instability as well as the chaotic behavior due to the dynamics of participating pump and Stokes waves.

5.2 Introduction

Multi-wavelength sources with a constant channel spacing that is in the order of tens of gigahertz are useful for many applications such as metrology [7], spectroscopy [8], arbitrary waveform generation [9], microwave synthesizers [10], wavelength division multiplexing (WDM), [11, 12] and high-speed optical clocks [13] for optical communications. Among other techniques [151-153], Brillouin-based lasers have gained considerable attention due to their advantages such as their simplicity, robustness, and only need for standard components. Stimulated Brillouin scattering

(SBS) is a third order coherent interaction between a pump wave, an acoustic wave and a red-shifted Stokes wave [56]. In silica optical fibers, it can be used to generate new optical frequency components that are shifted by ~ 10 GHz without the need for high speed electronics. Multi-wavelength sources based on cascaded SBS (cSBS) have been demonstrated in different configurations such as short Fabry-Perot (FP) fiber resonators [9, 69] on-chip waveguide, [118], whispering-gallery mode resonators [10] and hybrid Brillouin-erbium ring lasers [59, 85, 91, 92, 154, 155]. Others have also used forward SBS in microstructured fibers [156].

Hybrid multi-wavelength Brillouin and erbium fiber lasers (MWBEFLs) have been widely investigated as they are particularly interesting because of their low power threshold [157], large tunability [11, 86, 91] and ability to generate many Brillouin shifted frequencies [158, 159]. Their basic principle is to combine the narrow nonlinear gain offered by SBS in an undoped fiber with the broadband linear gain from an erbium doped fiber to enable the cascaded processes of SBS. Several configurations have been studied including self-starting [59], Raman [160, 161] or Rayleigh assisted [155, 158], all of which show very similar spectral characteristics. MWBEFLs have often been suggested to be useful sources for optical communication [11, 13, 86, 159], in particular for WDM systems. MWBEFLs have been characterized by measuring their optical and radio frequency (RF) spectra [99, 162]. Long term temporal stability on the time scale of minutes has been demonstrated by performing consecutive measurements of the optical spectrum [11, 154, 159, 163, 164]. Recently, autocorrelation measurements of MWBEFLs have been presented that indicated the generation of pulses in the time domain and phase-locking of the Stokes waves was suggested [18]. However, despite numerous demonstrations of different configurations of MWBEFLs, these lasers have not been characterized in the time domain with sufficiently high resolution. Since MWBEFLs rely on relatively long resonators, several longitudinal resonator modes lie under the Brillouin gain curve in each frequency channel. Excitation of modes and gain competition between these modes, as well as mode detuning and the presence of weak external feedback could lead to temporal instabilities [16, 17]. The demonstration of stable continuous-wave operation of the frequency channels spaced by ~ 10 GHz is thus required in order to confirm the usefulness of an MWBEFL for telecommunications.

In this paper, we temporally characterize two MWBEFL configurations with two different types of fibers of different lengths. The output intensity of the MWBEFL is measured on pico- to micro-second time scales. The waveforms resulting from the interference of the different frequency

channels as well as the intensity of the individual frequency channels are recorded in real-time. Real-time measurements of configurations that were previously reported to emit picosecond pulse trains based on autocorrelation measurements are also further characterized temporally. For the MWBEFL configurations investigated here, excitation of several cavity modes in each frequency channel is observed in the regime of cSBS. Finally, we present a model which governs the propagation of pump, Stokes and acoustic waves consisting of coupled wave equations for cSBS, Kerr nonlinearities and include random mode hopping. We use the simulation to explain the experimental results of the MWBEFL, by finding instability in the temporal evolution of output pulses as well as participating pump and Stokes waves. This instability represents a fundamental issue for MWBEFL configurations with long resonators for which the solution cannot be easily addressed by using feedback mechanisms such as electronic locking to compensate for environmental fluctuations.

5.3 Experimental Setup

Two different MWBEFL configurations, namely single-cavity and dual-cavity, are investigated as shown in Figure 5.1 (a) and (b), respectively. In both configurations, comb-like spectra are generated by cSBS. In both configurations the same variables can be tuned: the Brillouin pump (BP) that seeds the SBS process and the intra-cavity gain provided by the EDFA. In the single-cavity configuration (Figure 5.1 (a)), even and odd orders of Stokes waves co-propagate in the cavity due to the presence of a reflector. The BP power injected into the input coupler was tuned between 0.25 and 1.5W as EDFA#1 could deliver up to 2 W. Similar powers were needed while comparing single and dual cavity configuration. However, higher BP power was needed for the shorter highly nonlinear silica fiber (HNLF) than for the longer single-mode fiber (SMF)-28 fiber. This leads to a channel spacing of the out-coupled light of $\nu_B \sim 10.85$ GHz, the Brillouin frequency shift of the fiber at 1550 nm. In the dual-cavity configuration (Figure 5.1 (b)), even and odd orders of Stokes waves propagate in opposite directions leading to a channel spacing of twice the Brillouin frequency shift ($2\nu_B \sim 21.70$ GHz). For each configuration, temporal characterizations are performed using a few kilometers long (~ 2.5 km) of single-mode fiber (SMF-28) similar to the configuration reported in [18]. Furthermore, both configurations are characterized using a shorter length (~ 135 m) of highly nonlinear silica fiber (HNLF) as proposed in [99]. This fiber has a smaller core compared to SMF-28, and therefore exhibits better mode confinement and an

increased effective nonlinearity ($\gamma \sim 21 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$). The HNLF zero dispersion wavelength is at 1551 nm.

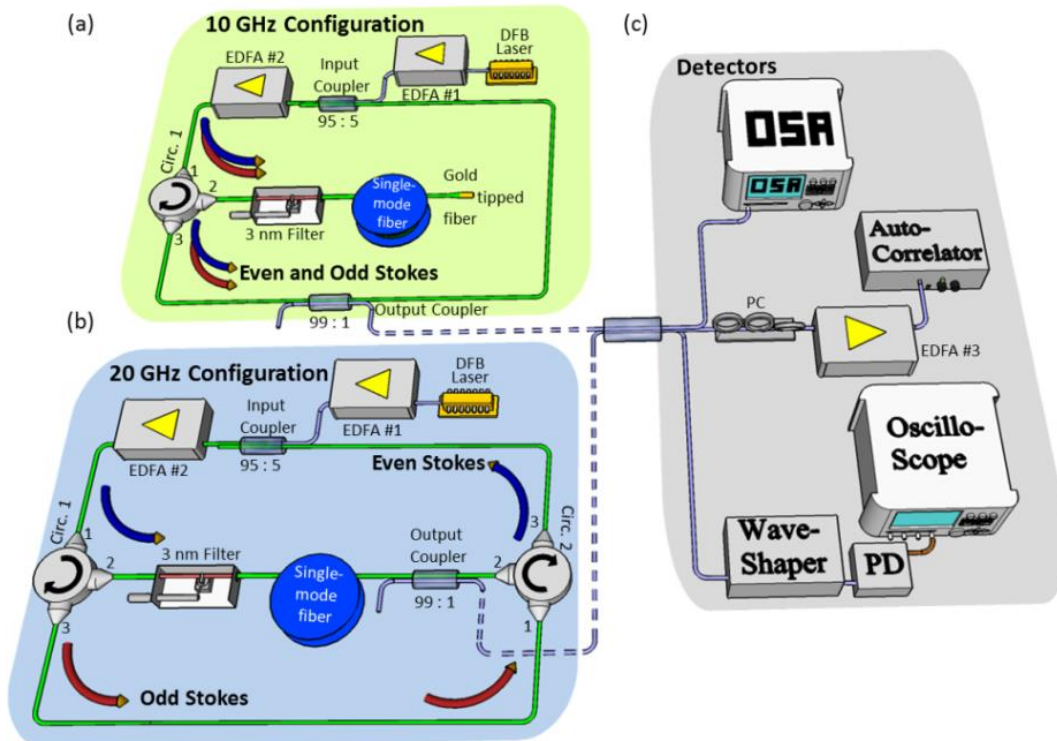


Figure 5.1: Experimental setup of a) single-cavity configuration combining all Stokes waves in one direction generating a frequency comb with a spacing of ~ 10.85 GHz. b) Even and odd Stokes waves are separated in the dual-cavity configuration leading to a frequency comb generation with a spacing of ~ 20.70 GHz. c) Detection part including an optical spectrum analyzer (OSA) to acquire the frequency comb, an autocorrelator following an EDFA and a polarization controller (PC) to observe the autocorrelation function of the pulses and a wave-shaper combined with a photodiode (PD) and a real-time oscilloscope to resolve temporally the output power.

To characterize each configuration, pump light from a single frequency DFB laser, which is further amplified with EDFA #1, is coupled into the resonator through a 95:5 coupler. Inside the resonator, gain is provided by an in-cavity EDFA #2 in order to reduce the threshold for cSBS generation. Once the gain is higher than the loss in the resonator, the first Stokes wave is generated. Subsequently, this first Stokes wave acts as a pump for a second Stokes wave and so on, leading to higher-order Stokes waves generation. Even and odd Stokes waves circulate in the same direction in the first configuration due to the reflection at the gold-tipped fiber mirror, whilst they

circulate in opposite directions in the dual-cavity configuration using two circulators to separate the directions. A 3-nm band-pass filter prevents self-lasing cavity modes in an undesired spectral region [91]. A 99:1 coupler is used to collect the output power for characterization. The output power was typically about a few mW at the output coupler. The characterization of the individual lines (section 5.4.1) is performed by directing the optical output spectrum to a wave-shaper (filter) with a minimum filter bandwidth of 10 GHz (~ 0.078 nm at around 1550 nm) and then separating it into individual channels, which are detected by three identical fast photodiodes. These signals are then simultaneously observed on a 64 GHz real-time oscilloscope. The output light is spectrally characterized (results in section 5.4.2) with an optical spectrum analyzer with a 0.1 pm resolution. The autocorrelation trace is also measured via an FR-103XL autocorrelator and real-time acquisition is performed with a 50-GHz photodiode and a 64 GHz oscilloscope. The measurement instruments are shown in detection part of Figure 5.1 (c).

5.4 Experimental Results

5.4.1 Individual line characterization

In order to determine the usefulness of the described MWBEFL configurations as stable multi-wavelength sources, we first characterize the temporal performance of individual frequency channels, corresponding to the different orders of Stokes waves.

The first set of measurements is related to the spectral and temporal characterization of the pump and Stokes lines of MWBEFLs using a 135 m long HNLF. The optical spectrum is shown in Figure 5.2 (a), depicting the Brillouin pump, P and two main Stokes lines, namely the second Stokes wave, $S2$ and the fourth Stokes wave, $S4$. In Figure 5.2 (b), we present a real-time measurement of the power fluctuations of the three lines (P , $S2$ and $S4$) filtered separately from the output of the dual-cavity configuration.

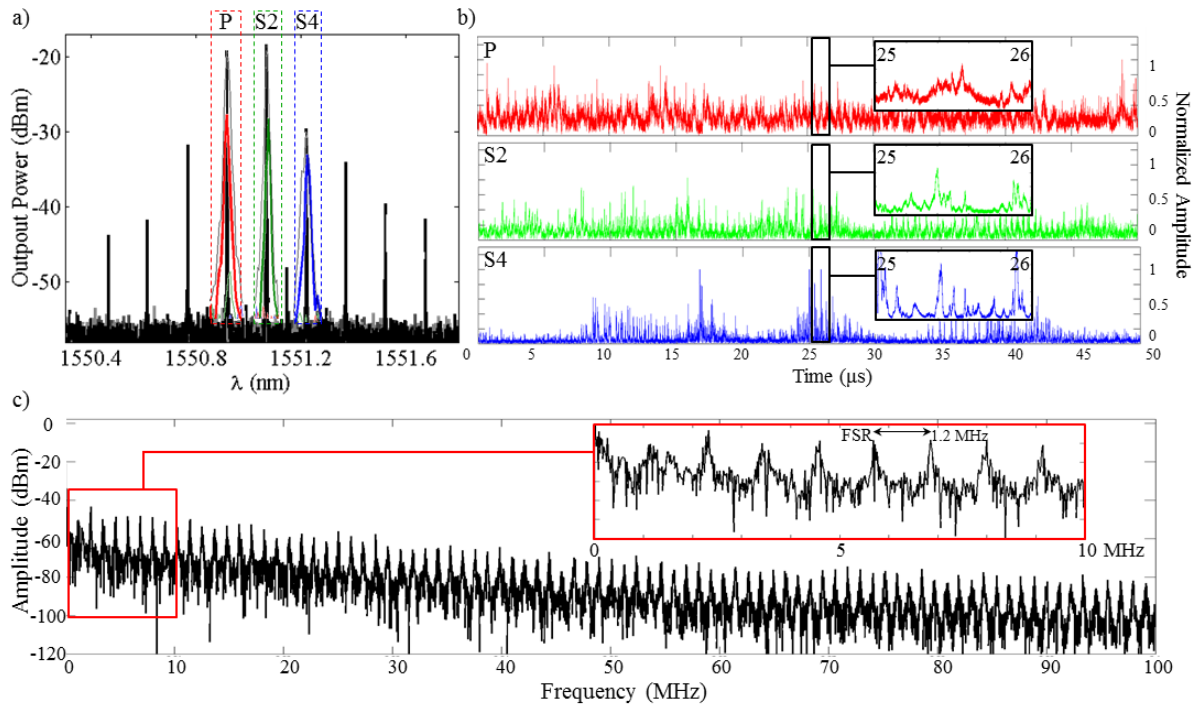


Figure 5.2: (a) Output optical spectrum from a dual-cavity MWBEFL using a 135 m of HNLF giving a channel spacing of 0.15 nm. The colored insets represent the zoomed Stokes spectrum after the wave-shaper narrowband filter (the width of each channel has been amplified for visual purposes), (b) simultaneous temporal characterizations of three waves taken individually over a span of 50 μ s show considerable fluctuations. Insets show power fluctuation over a cavity roundtrip. (c) Fast Fourier transform performed on a filtered channel (the second Stokes: S2) shown on a frequency span of 100 MHz. Cavity modes are clearly seen in the inset, spaced by 1.2 MHz corresponding to the free spectral range (FSR) of the \sim 135 m cavity (\sim 165 m with connecting fibers and in-cavity EDFA).

The pump and two Stokes waves at the output shown in Figure 5.2 (b) exhibit strong intensity fluctuation, even though the pump has a very narrow linewidth and is temporally stable at the input. The insets in Figure 5.2 (b) corresponds to one roundtrip of the pump and even-order Stokes waves. Strong power fluctuations can be observed well below the roundtrip time on a timescale of \sim 10 ns. Similar results can be observed for a single-cavity configuration, however due to the limitation of the wave-shaper filtering (bandwidth $>$ 10 GHz), the individual frequency channels were not sufficiently isolated in this case. The individual line characterization of the dual-cavity configuration is shown with a 135 m long HNLF, however similar characteristics are observed using a 2.5-km-long of SMF-28. In the case of the long resonator (2.5 km, FSR = \sim 80 kHz), there

are 250 modes within a Stokes linewidth while for the short resonator (135 m [\sim 165m with connecting fibers and in-cavity EDFA], FSR = \sim 1.2 MHz), approximately 17 modes exist under each Stokes linewidth. Figure 5.2 (c) shows a fast Fourier transform performed on the temporal data of a filtered channel (second Stokes in this case). The beating of the resonator modes at harmonics of 1.2 MHz, corresponding to the FSR of the cavity, can be seen in Figure 5.2 (c). It is important to note here that this system may be stable during a small time span. Indeed, during our experiments, some rare measurements showed stable single-mode operation for few tens of μ s. However, those measurements were not reproducible and extremely rare. Therefore, the measurement shown here is a common case with stable period of a few μ s can be observed.

5.4.2 Multi-Stokes characterization

In the second set of measurements we temporally characterized the MWBEFL without using spectral filters. Two examples of the measured output spectra are shown in Figure 5.3 (a), for single- and dual-cavity systems using a 2.5 km long SMF-28. Several lines are formed by the pump, Stokes waves and anti-Stokes waves where the latter is generated via four wave mixing (FWM). Corresponding autocorrelation measurements are shown in Figure 5.3 (b) for both systems matching well what was reported in [18] showing a relatively large autocorrelation background. The peak spacing of 46 ps for the dual-cavity system corresponds to 21.7 GHz, thus twice the Brillouin frequency shift, while a spacing of 92 ps for the single-cavity system correspond to the Brillouin frequency shift of an SMF-28, i.e. 10.85 GHz. The total spectral width of this laser leads to a time width of the autocorrelation peak of roughly 15 ps at the autocorrelator for both configurations as they have similar total spectral width.

Figure 5.3 (c) shows a real-time oscilloscope measurement of the dual-cavity configuration over a time window of 50 μ s (\sim 4 roundtrips) with a temporal resolution limited by the instrument to \sim 15 ps. Similar interference signals are observed with the single-cavity configuration, but to avoid redundancy only the results of the dual-cavity one are shown. We observed strong fluctuations of the envelope of the beat signal of pump and Stokes waves on the order of 10 ns. We attribute these fluctuations to the excitation of many resonator modes under the Brillouin gain curves. This is even more obvious in a close-up taken over a time window of 5 μ s as shown in Figure 5.3 (d). The insets in Figure 5.3 (d) depict 0.5-ns zoomed-in sections showing interference signals centered at

three different times, from the same MWBEFL. The insets illustrate how the waveform of the output light changes on a timescale well below the roundtrip time.

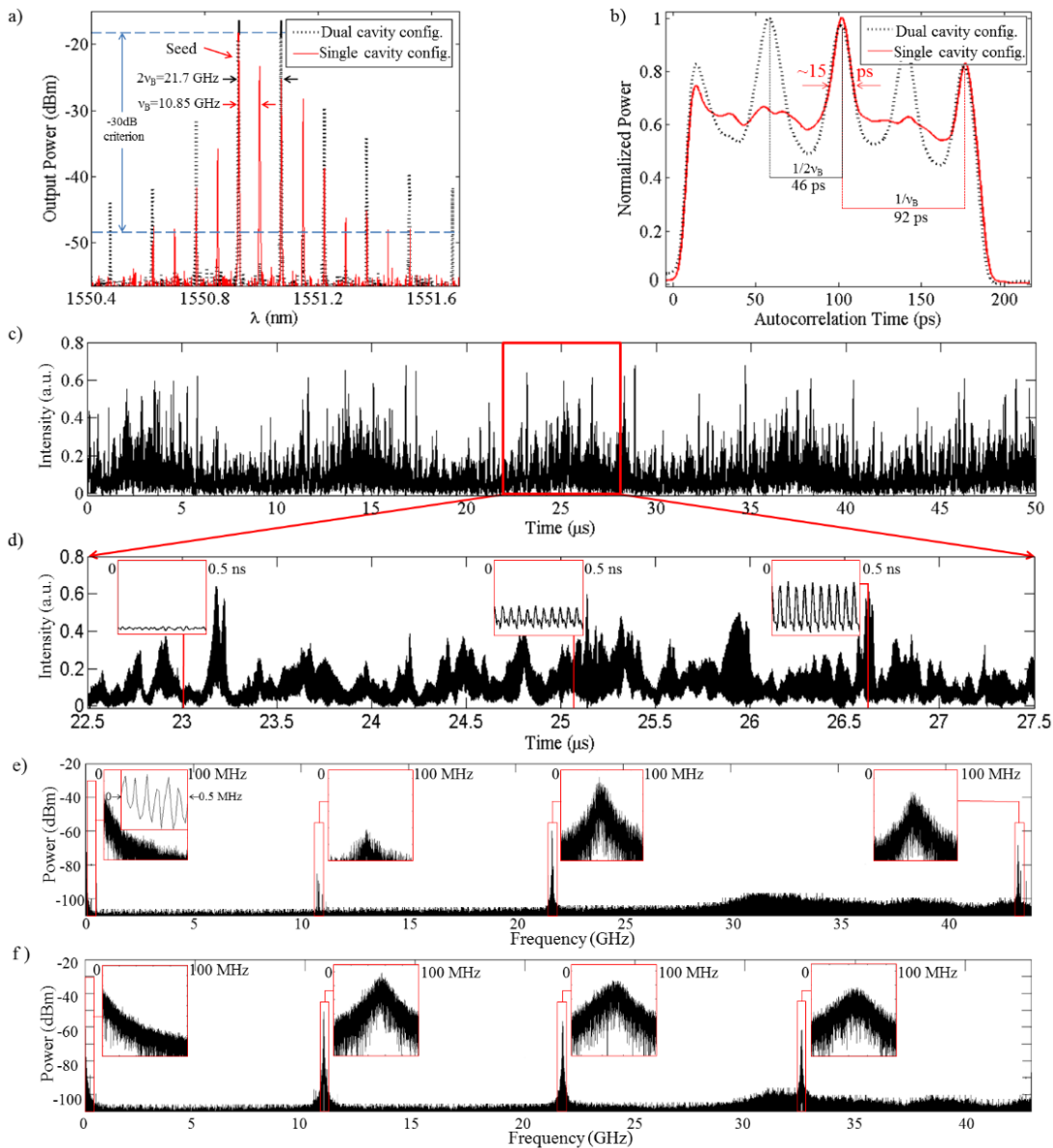


Figure 5.3 : (a) Typical frequency comb output spectra from a single-cavity (red solid line) and dual-cavity (black dotted line) MWBEFL for a 2.5-km-long SMF-28 with a frequency spacing of 10.85 GHz and 21.7 GHz, respectively. (b) Autocorrelation measurement at the same output port showing some pulse-like generation. (c) Real-time oscilloscope measurement for the dual-cavity MWBEFL showing low degree of coherence over a 50- μ s time span. (d) 5- μ s zoomed-in section from (c) with three 0.5-ns time-window insets showing interference signals centered at three different times. (e) FFT of the temporal signal data collected in the dual-cavity MWBEFL output.

Insets are 100-MHz-wide zoomed-in spectra centered at 50 MHz, 10.85 GHz, 21.70 GHz and 43.40 GHz respectively from left to right. The 500-kHz spectral close-up on the most left inset shows cavity modes spaced by ~ 80 kHz equal to the FSR of the cavity. f) FFT performed on the temporal signal data at the single-cavity MWBEFL output. Insets are 100-MHz-wide zoomed-in spectra centered at centered at 50 MHz, 10.85 GHz, 21.70 GHz and 32.55 GHz from left to right.

Figure 5.3 (e) and (f) show the FFT of the temporal data of the dual-cavity and single-cavity configuration with a frequency spacing of 21.7 and 10.85 GHz respectively. Many resonator modes under each Stokes bandwidth were observed, as can be seen in the 100-MHz zoomed-in sections in both Figure 5.3 (e) and (f). Even though Figure 5.3 (e) depicts the result for the dual-cavity one, a residual beat note at ~ 10.85 GHz can be observed. Here, we have shown the results of both MWBEFL configurations with a 2.5-km fiber spool as an example. Nevertheless, similar observations remain with a 135 m long HNLF instead since in this configuration many cavity modes also lie under the Brillouin gain curves.

5.5 Theoretical Model and Numerical Analysis

To get a deeper insight on the evolution of Stokes lines using the cSBS in the resonator and to explain the experimental results, we propose a model to numerically simulate the pump and Stokes waves dynamics in a dual-cavity MWBEFL. The simulated resonator corresponds to the one shown in Figure 5.1 (b). In the model, we included forward and backward propagating pump and higher order Stokes waves. Dispersion has been neglected in this model. The dispersion length for the considered bandwidth (bandwidth for ~ 20 ps pulses) is tens of kilometers, and therefore for short cavities of 135 m HNLF, dispersion is negligible. For longer cavities of 2.5 km SMF-28, dispersion might have a small effect after several roundtrips, however we can assume that such effects will only be detrimental to the mode, phase and pulse stability. Therefore, neglecting dispersion as a best case scenario, considering the generation of Stokes waves up to the 4th-order, we have the following coupled equations among the Stokes and pump wave considering SBS, and the optical Kerr effect [69, 70, 165].

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v} \frac{\partial E_p^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E_p^\pm}{\partial z} &= -\frac{ng_B}{4\eta_0} E_{s1}^\mp Q_1^\pm - \frac{\alpha}{2} E_p^\pm \\
&+ in_2 k_0 (2E_{s1}^\pm E_{s2}^\pm E_{s3}^{\pm*} + 2E_{s1}^\pm E_{s3}^\pm E_{s4}^{\pm*} + E_{s1}^\pm E_{s1}^\pm E_{s2}^{\pm*} \\
&+ E_{s2}^\pm E_{s2}^\pm E_{s4}^{\pm*}) + in_2 k_0 (2|E_T|^2 - |E_p^\pm|^2) E_p^\pm
\end{aligned} \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v} \frac{\partial E_{s1}^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E_{s1}^\pm}{\partial z} &= +\frac{ng_B}{4\eta_0} (E_p^\mp Q_1^{\mp*} - E_{s2}^\mp Q_2^\pm) - \frac{\alpha}{2} E_{s1}^\pm \\
&+ in_2 k_0 (2E_p^\pm E_{s3}^\pm E_{s2}^{\pm*} + 2E_{s2}^\pm E_{s3}^\pm E_{s4}^{\pm*} + 2E_p^\pm E_{s4}^\pm E_{s3}^{\pm*} \\
&+ 2E_p^\pm E_{s2}^\pm E_{s1}^{\pm*} + E_{s2}^\pm E_{s2}^\pm E_{s3}^{\pm*}) + in_2 k_0 (2|E_T|^2 - |E_{s1}^\pm|^2) E_{s1}^\pm
\end{aligned} \tag{5.2}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v} \frac{\partial E_{s2}^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E_{s2}^\pm}{\partial z} &= +\frac{ng_B}{4\eta_0} (E_{s1}^\pm Q_2^{\pm*} - E_{s3}^\pm Q_3^\mp) - \frac{\alpha}{2} E_{s2}^\pm \\
&+ in_2 k_0 (2E_p^\pm E_{s3}^\pm E_{s1}^{\pm*} + 2E_{s1}^\pm E_{s4}^\pm E_{s3}^{\pm*} + 2E_{s1}^\pm E_{s3}^\pm E_{s2}^{\pm*} \\
&+ E_{s1}^\pm E_{s1}^\pm E_p^{\pm*} + E_{s3}^\pm E_{s3}^\pm E_{s4}^{\pm*} + 2E_p^\pm E_{s4}^\pm E_{s3}^{\pm*}) \\
&+ in_2 k_0 (2|E_T|^2 - |E_{s2}^\pm|^2) E_{s2}^\pm
\end{aligned} \tag{5.3}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v} \frac{\partial E_{s3}^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E_{s3}^\pm}{\partial z} &= +\frac{ng_B}{4\eta_0} (E_{s2}^\pm Q_3^{\pm*} - E_{s4}^\pm Q_4^\mp) - \frac{\alpha}{2} E_{s3}^\pm \\
&+ in_2 k_0 (2E_{s1}^\pm E_{s2}^\pm E_p^{\pm*} + 2E_{s1}^\pm E_{s4}^\pm E_{s2}^{\pm*} + 2E_p^\pm E_{s4}^\pm E_{s1}^{\pm*} \\
&+ 2E_{s2}^\pm E_{s4}^\pm E_{s3}^{\pm*} + E_{s2}^\pm E_{s2}^\pm E_{s1}^{\pm*}) + in_2 k_0 (2|E_T|^2 - |E_{s3}^\pm|^2) E_{s3}^\pm
\end{aligned} \tag{5.4}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v} \frac{\partial E_{s4}^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E_{s4}^\pm}{\partial z} &= +\frac{ng_B}{4\eta_0} E_{s3}^\mp Q_4^{\mp*} - \frac{\alpha}{2} E_{s4}^\pm \\
&+ in_2 k_0 (2E_{s2}^\pm E_{s3}^\pm E_{s1}^{\pm*} + 2E_{s1}^\pm E_{s3}^\pm E_p^{\pm*} + E_{s3}^\pm E_{s3}^\pm E_{s2}^{\pm*} + E_{s2}^\pm E_{s2}^\pm E_p^{\pm*}) \\
&+ in_2 k_0 (2|E_T|^2 - |E_{s4}^\pm|^2) E_{s4}^\pm
\end{aligned} \tag{5.5}$$

$$\frac{\partial Q_1^\pm}{\partial t} = \frac{1}{\tau_a} \left(-Q_1^\pm + E_p^\pm E_{s1}^\mp{}^* + i \frac{f}{g_2} \right) \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial Q_2^\pm}{\partial t} = \frac{1}{\tau_a} \left(-Q_2^\pm + E_{s1}^\pm E_{s2}^\mp{}^* + i \frac{f}{g_2} \right) \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial Q_3^\pm}{\partial t} = \frac{1}{\tau_a} \left(-Q_3^\pm + E_{s2}^\pm E_{s3}^\mp{}^* + i \frac{f}{g_2} \right) \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial Q_4^\pm}{\partial t} = \frac{1}{\tau_a} \left(-Q_4^\pm + E_{s3}^\pm E_{s4}^\mp{}^* + i \frac{f}{g_2} \right) \quad (5.9)$$

where $E_j^\pm = \sqrt{P_j^\pm 2\eta_0/(nA_{\text{eff}})}$ and P_j^\pm are the amplitudes and powers of the pump ($j = p$) and of the Stokes waves ($j = s1, s2, s3$ and $s4$), respectively. Q_q^\pm ($q = 1, 2, 3$ and 4) are the amplitudes of the acoustic waves of the q th-order. The superscripts \pm represent the direction of propagation and $|E_T|^2 = \sum_\delta |E_\delta^\pm|^2$, ($\delta = p, s1, s2, s3$ and $s4$). τ_a is the damping time of acoustic waves (phonon lifetime). n and n_2 are the linear and nonlinear refractive indexes of the fiber and $k_0 = 2\pi/\lambda_p$. Also, g_B , α and A_{eff} are the Brillouin gain coefficient, attenuation coefficient and effective core area of the fiber. $\eta_0 = 1/(c\varepsilon_0)$ is the free-space wave impedance where ε_0 the permittivity and c is the speed of light. $v = c/n$ is the light velocity in the fiber. f is the Langevin noise source describing the thermal fluctuations in the density of fiber resulting in spontaneous Brillouin scattering [166]. $g_2 = \pi n^5 p_{12} \varepsilon_0 / (\lambda_p v_a)$ is the photon-phonon coupling coefficient and p_{12} is the longitudinal photo-elastic constant of the fiber and v_a is the sound velocity in the fiber. The BP and generated Stokes lines are then amplified by the in-cavity EDFA. To model the amplifier, the equations describing the evolution of the erbium-doped fiber amplifier pump, and signals (BP and Stokes lines) are used [167].

We can evaluate the evolutions of the optical waves propagating through the components in the dual-cavity configuration of Figure 5.1 (b) during several round-trips. In each counter clock-wise round trip in the upper ring, the amplified narrow-linewidth BP light with the amplitude $E_{BP} = \sqrt{P_{BP} 2\eta_0/(nA_{\text{eff}})}$, and Stokes waves (seeded by noise) pass through the input coupler, amplified by the in-cavity EDFA (#2) and attenuated by the circulator and filter loss, to reach the fiber-spool's

input end. The evolution of these forward (+) propagating waves all together with backward (-) propagating waves in the fiber-spool length are then solved using the coupled equations. The backward propagating waves, obtain different linear phase shifts by travelling in the cavity and are attenuated by the filter, two circulators and the coupler. The attenuated forward propagating waves then are added to the BP wave from the input coupler, amplified by the in-cavity EDFA (#2) and attenuated by the circulator and filter before reaching the fiber spool. This provides the new propagating waves for the next iteration. The boundary conditions for the pump wave and Stokes waves ($j = s1, s2, s3$ and $s4$), can be written as:

$$E_p^{+ (m)}(0, t) = \left[E_p^{+ (m-1)}(L, t) e^{-i\varphi_p} \alpha_{cir2} \sqrt{\kappa_2} \sqrt{\kappa_1} + E_{BP}(i\sqrt{1 - \kappa_1}) \right] G^{(m)} \alpha_{cir1} \alpha_{Fil} \quad (5.10)$$

$$E_j^{+ (m)}(0, t) = \left[E_j^{+ (m-1)}(L, t) e^{-i\varphi_j} \alpha_{cir2} \sqrt{\kappa_2} \sqrt{\kappa_1} \right] G^{(m)} \alpha_{cir1} \alpha_{Fil} \quad (5.11)$$

$$E_p^{- (m)}(L, t) = E_p^{- (m-1)}(0, t) e^{-i\varphi_p} \sqrt{\kappa_2} \alpha_{cir1} \alpha_{cir2} \alpha_{Fil} \quad (5.12)$$

$$E_j^{- (m)}(L, t) = E_j^{- (m-1)}(0, t) e^{-i\varphi_j} \sqrt{\kappa_2} \alpha_{cir1} \alpha_{cir2} \alpha_{Fil} \quad (5.13)$$

where m is the round-trip counter, $G^{(m)}$ is the amplitude gain in each trip, α_{cir} and α_{Fil} are the amplitude loss of the circulator and filter, and κ_1 and κ_2 are the power ratio of the input and output couplers, respectively. φ_p and φ_j are the total linear phase accumulated by the pump and Stokes waves per round trip, respectively. Existence of several longitudinal modes beneath the Brillouin gain bandwidth has been approximated as having a single mode within each SBS bandwidth, which changes to another mode randomly within the SBS bandwidth at each roundtrip. Each mode of each Stokes changes independently from one to another within its corresponding SBS bandwidth, giving a random frequency differential between each Stokes, which corresponds statistically, to the SBS bandwidth.

With the aforementioned model, we examine the dynamics of the BP and Stokes lines of the MWBEFL considering the generation of Stokes up to the 4th order, using Eqs. 1-9, resulting in 18-coupled equations and numerically solve them repeatedly (as the round trips continue) by the method of characteristics [168]. For this purpose, we consider the partial differential equations as

a set of ordinary differential equations involving only time derivatives by transforming the variables to the frames moving with the pump and each Stokes wave, i.e., along the characteristics $z - vt$ and $z + vt$. Then, the equations are solved using the standard Runge-Kutta method. The BP power is assumed as a CW wave at 1550.9 nm, amplified and partially launched into a resonator including a single-mode HNLF/SMF-28 fiber spool with a length of 135/2500 m, a linear refractive index of ~ 1.45 , a nonlinear refractive index of $\sim 5 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$, a fiber loss coefficient of 0.5/0.2 dB km $^{-1}$, effective mode area of 10/80 μm^2 , a Brillouin gain coefficient of $\sim 2.5 \times 10^{-11} \text{ m W}^{-1}$, a photo-elastic constant of ~ 0.286 , phonon life time of ~ 10 ns and an acoustic velocity of $\sim 5960 \text{ m s}^{-1}$. For this length of fiber, the transit time trip through the HNLF/fiber is $\sim 0.7/12 \mu\text{s}$.

To better understand the dynamics of the BP and Stokes of the MWBEFL including HNLF, we simulate the evolutions of optical amplitudes propagating in the laser cavity during several transit times, t_T . Figure 5.4 (a) depicts the power variation of the pump, 2nd and 4th Stokes waves at the output coupler in a time span of $100 t_T$ (equal to $\sim 70 \mu\text{s}$) for similar experimental condition of Figure 5.2 where the BP and Stokes dynamics show strong instability. Similar to the experimental result shown in Figure 5.2 (b), the simulation qualitatively demonstrates chaotic operation of the resonator where the generation of 4th-order Stokes appears less frequently over time compared to the 2nd-order Stokes, and stops randomly for a few t_T (equal to a few μs). It is important to note that the knowledge of the phases of the waves is critical for an exact simulation. As this is virtually impossible to get, the comparison simply demonstrates the chaotic nature of the process, with features that change dramatically with the smallest change applied to the phase, due to the several round-trip and long lengths involved. FFT performed on a Stokes (S2) wave is shown on a frequency span of 100 MHz in Figure 5.4 (b) where cavity modes are clearly seen, spaced by ~ 1.4 MHz corresponding to the FSR of the ~ 135 m cavity. FFT of the calculated temporal signal data at the output is shown in Figure 5.4(c) where the pump, second and fourth Stokes waves with many modes beneath them are noticeable. The lower noise in this FFT compared to experimental results can be explained by the fact that simulation does not take into account environment fluctuations (thermal, strain) which affect phase along the long cavity and add more noise.

In the next step, the dynamics of the amplitude at the output of the dual-cavity MWBEFL including a 2.5 km long SMF-28 is simulated. Figure 5.5 (a) illustrates the envelope of the interference signal versus time (for $4t_T$ equal to $\sim 50 \mu\text{s}$) using similar experimental condition of Figure 5.3 (a). The envelope is modulated, and thus is not constant in time due to the random changes in the phase

relationship of the participating BP and Stokes waves. Figure 5.5 (b) depicts the zoomed-in area in Figure 5.5 (a) over $0.4 t_T$, equal to $\sim 5 \mu\text{s}$ proving that the output power of the MWBEFL is unstable in the time scale of sub-microsecond. The insets in (b) show interference signal powers centered at 2 different times in two 0.5 ns time-windows. These confirm the ~ 15 -ps generated pulse trains however, a second frequency at $2 \times 2\nu_B \sim 43.4 \text{ GHz}$ as a result of interference between the BP and the fourth-order Stokes wave is apparent. These disclose differences in pulse profile as a result of different interferences between the BP and the higher-order Stokes wave (with different powers and phases).

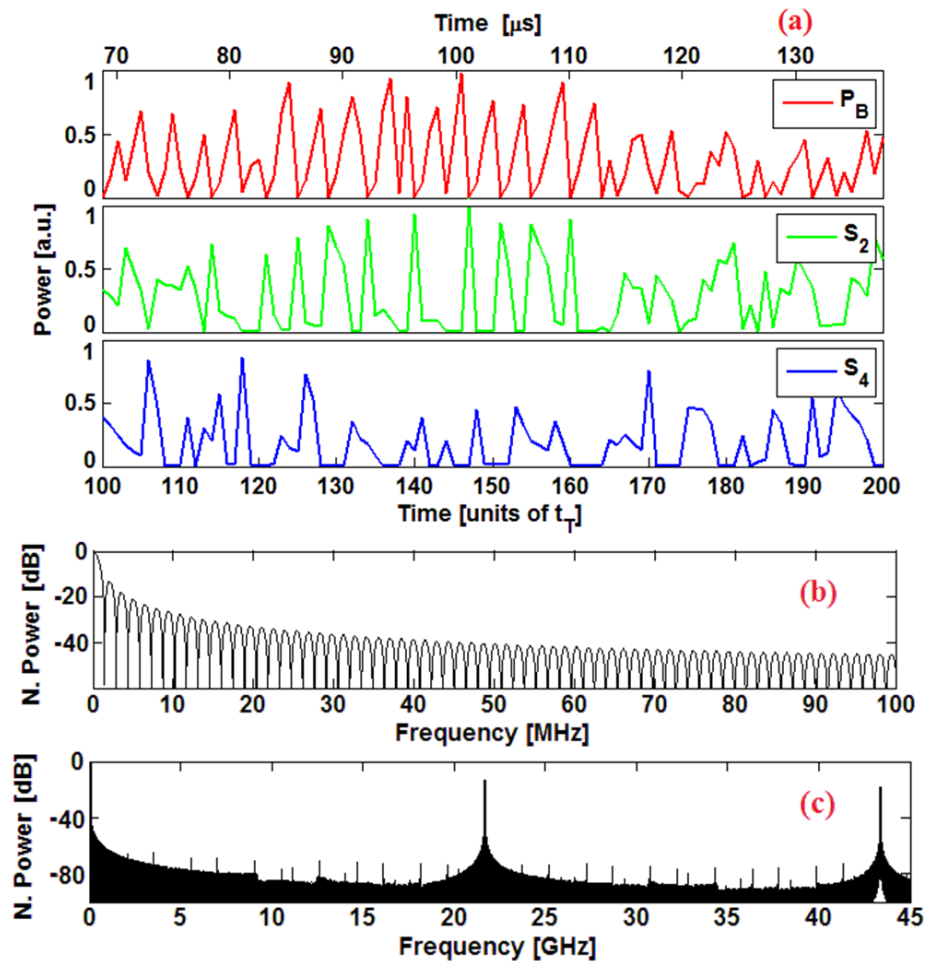


Figure 5.4 : (a) Computed temporal evolution of the BP, second and fourth Stokes power over $100 t_T$, equal to $70 \mu\text{s}$ at the output of the dual-cavity configuration including a 135 m long HNLF spool. (b) FFT performed on a Stokes (S_2) signal shown on a frequency span of 100 MHz where cavity modes are clearly seen. (c) FFT of the calculated temporal signal data at the output where the pump, second and fourth Stokes waves are visible.

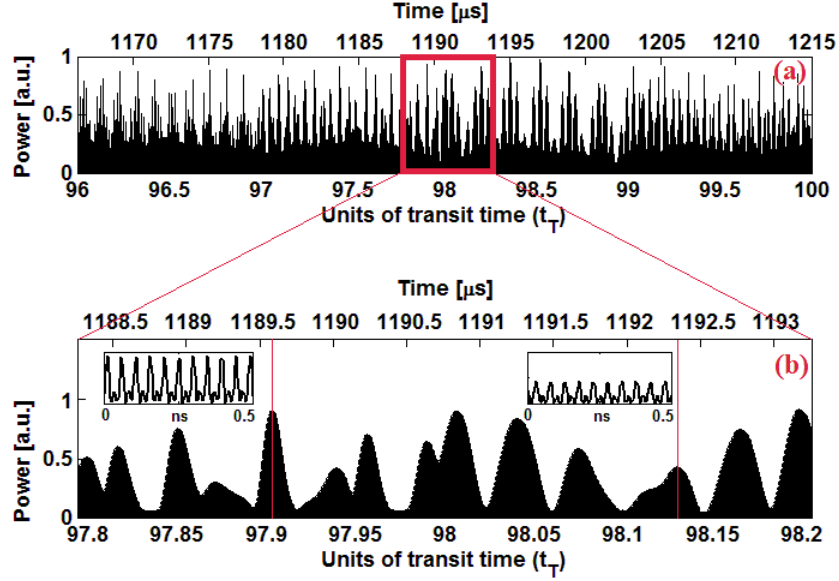


Figure 5.5 : Calculated temporal interference signal power at the output of the dual-cavity configuration including a 2.5 km fiber spool (a) over $4 t_T$, equal to $\sim 50 \mu\text{s}$. (b) Zoomed-in area in (a) over $0.4 t_T$, equal to $\sim 5 \mu\text{s}$. The insets in (b) show two 0.5 ns time-window showing interference signal powers centered at 2 different times.

5.6 Discussion

Temporal characterizations of the individual BP, second- and fourth-order Stokes waves and the interference signal at the output of the MWBEFLs were performed both experimentally and theoretically and a good qualitative consistency between the measurement and simulation is found. Contrary to a single-Stokes emission laser [110, 169] where the modes can be locked under some conditions, a cascaded MWBEFL exhibits a constant instability. From our theoretical study, we believe this is due to an interaction between each Stokes where power is continuously transferred thus creating out-of-phase modes. The beating of such modes brings a chaotic variation in the amplitude over time. The results shown here clearly indicate that when an MWBEFL is used with a long closed cavity (including more than one longitudinal mode within a Stokes linewidth), chaotic SBS dynamics occur, initiated by the different modes with different phases and powers, making such a source highly unstable in intensity over time. We believe that those strong power fluctuations on a time scale below the roundtrip time are observed due to mode beating within each Stokes linewidth demonstrating an unstable behavior [16, 17]. Note that the time window ($50 \mu\text{s}$) observed here is much longer than a round-trip time in the cavity ($\sim 0.8 \mu\text{s}$ in this case).

In previous studies, limited information from RF spectrum analysis cannot lead to conclusive single-mode operation [99, 162]. When long cavities are studied, an insufficient time span of less than a roundtrip time is often used, which would limit the spectral resolution, thus not resolving the modes. Mode hopping due to environment perturbation was also observed by Stepanov and Cowle [85] which affects the MWBEFL output emission. This paper as well as Tang *et al*'s [99] have shown momentarily single-mode operation in one spectrum with sufficient resolution for one round-trip, while stating that they observed mode-hopping over time. However, their results only show stable operation during $\sim 10 \mu\text{s}$, which is insufficient to qualify as a long term stable commercial laser source. Hence, a rigorous study of the laser stability needed to be undertaken on a longer time span. By doing so, we have observed such an instability. This instability leads to complications when an MWBEFL is used in intensity encoded schemes and would require additional referencing components to compensate for the fluctuations. Different pump powers ($\sim 100\text{mW}$ – 4W), pumping configurations (single bidirectional EDFA, single directional EDFA in each cavity, lower gain EDFA, etc), and fiber lengths were tested during these experiments to try to find a stable solution, but without success. In this study, we have shown a few configurations which have been thoroughly analyzed. It could be possible that other configurations may show longer stability time of several tens of μs , allowing stable single-mode operation for a few round-trip periods before mode-hopping occurs. However, our experiments in such alternative configurations show that such mode instability always occurs given a long enough observation time window. Under very specific conditions, it may be that some long cavity MWBEFLs may be stable and operate single-mode, as seems to be shown by some previous works [99, 162], but those results are hardly reproducible and therefore not applicable to a commercial easy turn-key laser system, contrary to what has been claimed in the literature. An alternative configuration that could be further studied would be to use a quasi-cavity MWBEFL, where each Stokes is generated through a single pass. The counter-propagating nature of the SBS is then used as a 'cavity mirror' to amplify the generated Stokes and use it as the next pump [163]. Such a scheme has no cavity mode, therefore one could expect a more stable operation. Another solution would be to simply ensure that only one mode is excited per Stokes wave, such as recently proposed by Liu *et al* [119] where a single-mode MWBEFL using a very short length of fiber was demonstrated, and one which could prove to be stable in time.

The other effect from the presence of modes within the SBS bandwidth can be seen in the application of the MWBEFL as a pulsed laser source. From our results, phase-locking in a long cavity is not possible because the modes evolve with different phases and powers. Due to thermal fluctuation, modes drift from one round trip to another and different modes can become dominant. Therefore, no stable phase relationship can exist with such a long cavity especially when more than one mode is present within the SBS gain bandwidth. Indeed, modes have different phase relationships, which result in destructive and constructive interference pattern necessary to generate a pulse train. The formation of stable pulse trains in long resonators seems unlikely due to the instabilities that have been observed. A solution to this is to ensure the existence of only one mode per SBS bandwidth. However, this limits the length of cavity to less than ~ 10 m. A system as demonstrated by Liu *et al.* [119] could potentially have a stable phase which could lead to a proper pulse train. Even if the cavity is short and there is one mode under each Brillouin gain bandwidth, phase-locking is not guaranteed because of dispersive effects. FWM also affects a frequency comb generated through cSBS although the Stokes spacing is not equidistant by nature. When FWM is involved, Brillouin Stokes lines are pulled to the right spacing by phase-sensitive FWM gain and coherence between pump and Stokes waves can be achieved [9, 69, 118]. However, no strong FWM is seen in the results discussed in this paper, therefore there is no clear evidence of coherence between each Stokes wave.

5.7 Conclusion

We have shown both experimentally and theoretically the existence of intensity instability in hybrid SBS/EDFA multi-wavelength fiber lasers. When using an in-cavity EDFA combined with different types of fiber spools within the cavity as an SBS gain medium, a minimum length of several tens of meters is typically required. Such lengths will bring several cavity modes with different phases and powers within the SBS gain bandwidth, which are, we believe, the source of the MWBEFL's instability. In fact, these modes are already in a fragile stability regime due to SBS relaxation dynamics. Their competition and random hopping from one position to another from temperature fluctuations seems to worsen the SBS's chaotic behavior. Such instabilities make the use of the individual lines as a laser source for a transmission channel a problematic choice, especially for intensity encoded schemes for data transfer. As shown in our results, mode beating is indeed present as observed in the frequency domain when performing FFT of the temporal data. Although

some configurations under specific conditions may offer some temporary stability, our typical results show that those conditions are not generally reproducible as necessary for commercial device applications. The temporal instability problem observed for individual lines and confirmed by simulation, remains an issue when a cSBS frequency comb is used as a phase locked self pulsing source. This problem causes varying destructive and constructive interference and hence intensity fluctuations in the output pulses. Indeed, our results from measurement and numerical analysis demonstrate that the overall temporal characteristics for both configurations using different fibers suffer from unstable behavior and mode beating. Avoiding mode beating with a feedback mechanism could potentially be possible, but due to the long length of the cavity, mitigating the temperature and strain would be a hard task to perform. However, this kind of stabilization would be useless unless the excitation of all the cavity modes is suppressed as well. This can only be achieved by using a short cavity or an additional in-cavity mode filter.

5.8 Acknowledgements

This work was supported by the Australian Research Councils, Center of Excellence CUDOS (CE110001018) and Laureate Fellowship (FL120100029) schemes. RK acknowledges support from the Canada Research Chairs program and the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada's Discovery Grants program. VLI acknowledges support from NSERC PhD scholarship and the support from an FRQNT travel grant. SL acknowledges support from NSERC Vanier scholarship. This work was a collaboration between Eggleton's group (CUDOS, Sydney, Australia), and Kashyap's group (Fabulas laboratory, Montreal, Canada).

CHAPITRE 6 ARTICLE 2: HIGH SENSITIVITY TEMPERATURE SENSING USING HIGHER-ORDER STOKES STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING IN OPTICAL FIBER

Auteurs: Victor Lambin Iezzi, Sébastien Loranger, Mikaël Marois, and Raman Kashyap

Ce travail a été présenté dans *Optics Letters*, vol. **39**, pp. 857-860, 2014.

6.1 Abstract

In an effort to reduce the cost of sensing systems and making them more compact and flexible, Brillouin scattering has been demonstrated as a useful tool, especially for distributed temperature and strain sensing (DTSS), with a resolution of a few cm's over several 10's of km of fiber. However, sensing is limited by the Brillouin frequency shift's sensitivity to these parameters, which are in the order of $\sim 1.3 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ and of $\sim 0.05 \text{ MHz}/\mu\epsilon$ for standard fiber. In this paper, we demonstrate a new and simple technique for enhancing the sensitivity of sensing by using higher orders Stokes shifts with stimulated Brillouin scattering (SBS). By this method, we multiply the sensitivity of the sensor by the number of the Stokes order used, enhanced by six fold, therefore reaching a sensitivity of $\sim 7 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$, and potentially $\sim 0.30 \text{ MHz}/\mu\epsilon$. To do this, we place the test fiber within a cavity to produce a frequency comb. Based on a reference multi-order SBS source for heterodyning, this system should provide a new distributed sensing technology with significantly better resolution at a potentially lower cost than currently available DTSS systems.

6.2 Introduction

Stimulated Brillouin scattering (SBS) is a commonly known third order phenomena easily observed in optical fiber, since its gain is dependent on the length of the medium and the input power. Over the last decades, groups have investigated the intrinsic properties of SBS, such as its temperature and strain dependence [24, 43] as well as its frequency shift and gain bandwidth for different fibers [24, 36]. This has led to numerous and various sorts of applications such as laser amplifier [170], Brillouin laser cooling [171], multi-channel Brillouin [172], and recently, SBS has come into focus as a technique of generating slow light [173], pulsed lasers [18] and has found applications in different types of sensors [123, 174, 175]. The linear dependence of the Brillouin

frequency shift with temperature and strain makes SBS an interesting candidate for sensing. Spontaneous Brillouin scattering as used in Brillouin optical time domain analysis (BOTDA) has attracted a great deal of attention as an all fiber distributed sensor since it was first proposed in 1989 [120]. Whilst there are several distributed techniques some truly continuous to sense these parameters, such as Raman [176] or Rayleigh [177], another quasi-distributed technique which has found many applications is based on fiber Bragg grating [178]. Brillouin scattering has an advantage, such as continuous monitoring on a ~cms scale over several km of optical fiber [123, 137, 179, 180]. Over the years, the resolution of this technique has been greatly improved by seeding with shorter pulses (or combining different pulse widths to simulate a shorter pulse) and adding complex control systems [137]. Despite this advantage, the frequency shift used to note the change in temperature or strain is small and is limited in temperature sensitivity to the order of $\sim 1.3\text{MHz}/^\circ\text{C}$ by using the first spontaneous Stokes shift [24] and to $\sim 0.05\text{MHz}/\mu\epsilon$ [130] with a similar method used for strain measurements. This shift may vary by a small amount depending on the geometry of the fiber, its refractive index profile and core dopant concentration as shown by Niklès *et al.* [24]. However, the small frequency shift also limits system performance. We propose here a new technique to generate higher order Stokes waves to significantly improve the temperature and therefore, also strain sensitivity by a factor of n times the standard spontaneous Brillouin shift sensitivity, where n correspond to the number of Stokes orders being generated. We demonstrate here temperature dependence up to the 6th Stokes order leading to an increase of the sensitivity from $1.13\text{MHz}/^\circ\text{C}$ to $\sim 7\text{MHz}/^\circ\text{C}$, while we believe the potential for this gain to be even greater and could reach well beyond the 10th Stokes for more than an order of magnitude increase in sensitivity.

6.3 Theory

Stimulated Brillouin scattering can be interpreted as the coupling between a pump laser source, a moving grating associated with acoustic phonons in a medium and a red-shifted generated (reflected and Doppler shifted) Stokes wave. The frequency shift, ν_B is dependent on the effective refractive index, n_p , the longitudinal phonon velocity, V_A , in an optical fiber and the pump wavelength, λ_p . The relationship is given by Eq. (6.1):

$$v_B = \frac{2n_p V_A}{\lambda_p} \quad (6.1)$$

This frequency shift has a linear dependence over temperature and strain as it is shown in Eq. (6.2) below, which makes it a great candidate for sensing and therefore distributed sensing in an optical fiber:

$$v_B(T, \epsilon) = v_{B0} + C_T(T - T_0) + C_\epsilon(\epsilon - \epsilon_0) \quad (6.2)$$

Where C_T is the temperature frequency coefficient, C_ϵ is the strain-frequency coefficient and v_{B0} is the Brillouin frequency shift at a reference temperature T_0 , and strain reference, ϵ_0 . By combining these relationships with the cascaded process of multi-order Stokes shift generating a frequency comb, we show that it is possible to significantly increase the temperature sensitivity (respectively strain) of a sensor based on this principle.

By cascading SBS into multi-order generation, where even and odd Stokes are separated, we can generate a frequency comb. This comb is represented by:

$$f_{comb} = 2v_B(T, \epsilon) + 4v_B(T, \epsilon) + \dots + 2nv_B(T, \epsilon) \quad (6.3)$$

The frequency shift of each element can be detected by beating a reference frequency comb source (reference temperature or strain) and a sensing source from a fiber experiencing temperature/strain variation. When beating together, the frequency term v_{B0} cancels out from Eq. (6.2) and the resulting beat-note signal is only related to the multiple order Stokes waves interfering with each other (see Figure 6.1), which can be represented by the following equation:

$$v_{beat} = v_{ref}(T_0, \epsilon_0) - v_{test}(T, \epsilon) = \begin{bmatrix} C_{2,T} & C_{4,T} & \dots & C_{2n,T} \\ C_{2,\epsilon} & C_{4,\epsilon} & \dots & C_{2n,\epsilon} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T - T_0 \\ \epsilon - \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

Where $C_{2n,T}$ is the linear coefficient of the dependence of each high order Stokes beat signal on the sensed parameter. For example, $C_{4n,T}$ will be twice as large as $C_{2n,T}$ and so on. Eq. (6.4) shows that the reference frequencies (which are also stimulated higher-order Stokes waves in the reference coil) beat with all the sensed SBS frequencies. If both the reference and sensing fibers are the same ($v_{B0,ref} = v_{B0,sens}$), when the temperature changes,

$$\nu_{2,ref} - \nu_{2,sens} = \frac{(\nu_{4,ref} - \nu_{4,sens})}{2} = \frac{(\nu_{6,ref} - \nu_{6,sens})}{3} \quad (6.5)$$

6.4 Experimental results

Recently, we proposed a configuration of an SBS system that enables the generation of higher order SBS Stokes shift to create a novel picosecond phase-locked laser [18]. Starting from this idea, we have applied this configuration to a higher sensitivity temperature sensor using the same all-fiber, dual ring cavity system twice, as is shown in Figure 6.1. Thus, we have two dual ring cavities, each one having an upper branch and a lower branch. One dual ring cavity serves as a reference cavity and the other one acts as the sensor. This dual ring cavity system allows an increase in the effective length of the Brillouin generating fiber by recirculating the light in the cavity, therefore lowering the threshold for multi-Stokes stimulated Brillouin scattering.

In this system, the injected pump light (from a 95:5 coupler) is amplified in a bidirectional erbium doped fiber amplifier (BEDFA) to generate the first Stokes in the fiber bundle. The filter narrows the amplification band to the width of the desired frequency comb. The odd Stokes waves will circulate in the lower cavity, counter-propagating from the pump, and will in turn generate the even Stokes waves in the same direction as the pump in the upper cavity, by a cascading process. Although a cavity is not strictly speaking necessary for the generation of multiple Stokes waves, it is made easier by it.

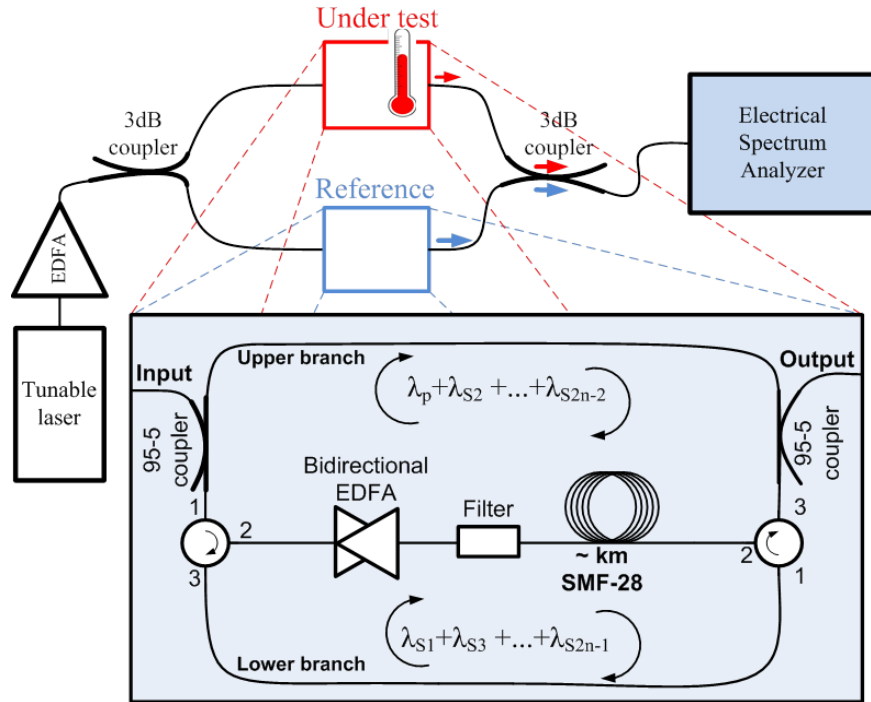


Figure 6.1 : Measurement setup for temperature sensitivity characterization. Two ~ 20 GHz frequency comb generators are used, one as the sensing cavity with the test fiber and a second as a reference cavity. To observe the frequency shift, we measure the beats between the test and the reference lasers depending on temperature difference between the sensing (in a temperature tunable oven/cooler) and reference (in a temperature controlled environment) fibers.

To observe directly the higher order Stokes shifts, an electrical spectrum analyzer (ESA) or electro-optic modulator (EOM) with a bandwidth of 100 GHz or higher would be required. However, with a heterodyne detection scheme, as described previously, by beating a reference SBS frequency comb source with the sensing source, it is possible to achieve the frequency shift measurements. The frequency shift actually defines the dynamic range of such temperature sensor (with a maximum range of ~ 10 GHz). Note that all the even orders from the reference fiber and the sensing fiber are mixed and beat together using the same seed laser for both. This allows a comparison of the Brillouin frequency shift difference for all the Stokes waves simultaneously, although if used as a sensor, it would be more appropriate to select only a single Stokes order through a filter which provides the sensitivity required for an application; the highest order will have the highest sensitivity.

By using the setup shown in Figure 6.1, two near identical SBS frequency combs were generated. Each Stokes peak is separated from next peak by twice the natural SBS frequency shift of the fiber, since odd and even Stokes waves are physically separated. In the current demonstration, the fibers used for both cavities are SMF-28e fiber with an SBS frequency shift of $\nu_I = 10.865$ GHz at 1550nm [43]. By modifying the power of the injected seed laser as well as the gain of the bidirectional amplifier in the cavity, we are able to efficiently control the number of generated Stokes peaks. The power of the seed laser dictates mainly the generation of the number of Stokes shift, while the modification of the gain of the in-cavity bidirectional EDFA equalizes the Stokes peaks from one to another as well as helps in the generation of the higher order Stokes waves.

The use of the same seed pump laser for the two optical circuits removes any frequency drift noise which could occur after recombination of the two systems at the output, if the sources were not identical, as a common-mode-rejection feature. This is therefore, a homodyne detection scheme if the base-band signal is used, in which the reference and the signal come from the same source to lock all generated Stokes waves. In this scheme, each reference Stokes is compared with its equivalent in the sensing SBS fiber, therefore giving an overlapping beat spectrum. Cross-Stokes beating (ex: $S_{2,ref}$ from the reference laser with $S_{4,sens}$ of the sensing laser) is at a high frequency (> 20 GHz) and is therefore not considered here since we restrict observation to frequencies below 1 GHz with the low frequency ESA.

If the two fibers are slightly different, each beat note experiences a slightly different SBS frequency shift at the same temperature, so that an offset in the beat frequency is present when observing the temperature dependence for all the beat notes simultaneously, and each higher order Stokes wave will have a monotonically increasing frequency shift. As ΔT changes by heating the sensing fiber bundle, we observe a detuning corresponding to each Stokes wave interfering with its twin from the reference SBS laser. Each Stokes wave is generated by the previous order; the 1st Stokes wave shifts thermally by $\sim 1.13\text{MHz}/^\circ\text{C}$ compared to the 1st Stokes wave in the reference fiber. Higher order Stokes waves are shifted by $n \times 1.13\text{MHz}/^\circ\text{C}$, where n is the order of the Stokes shift being observed. The interference spectrum for each pair of reference and sensing Stokes waves appears as a beat frequency spectrum on the ESA.

Figure 6.2 (a) presents the evolution of the interference between the reference and the sensing fiber for the first three even orders Stokes (up to the 6th Stokes) waves as observed at the ESA and as

described above. SBS theory predicts that gain spectrum width is independent of the pump bandwidth, provided the pump bandwidth is narrow. In fact, SBS can be used to generate a new beam of narrower spectrum than an input pump beam. This said, there should be no broadening of the gain spectrum from one Stokes to another in the cascaded frequency comb, which is important if we want any gain in the precision of a temperature measurement. We can however expect the last Stokes to be broader, since SBS is lost and spontaneous scattering becomes dominant. A rather uniform linewidth can be observed in the first two even Stokes in Figure 6.2 (a) at each temperature, while the third signal (the 6th Stokes) is broader. The non-uniform spectra and the low amplitude of the beat signal are due to equipment limitations. Also, thermal noise can contribute to broadening the gain spectrum, especially for the high order Stokes waves which are more sensitive to such noise.

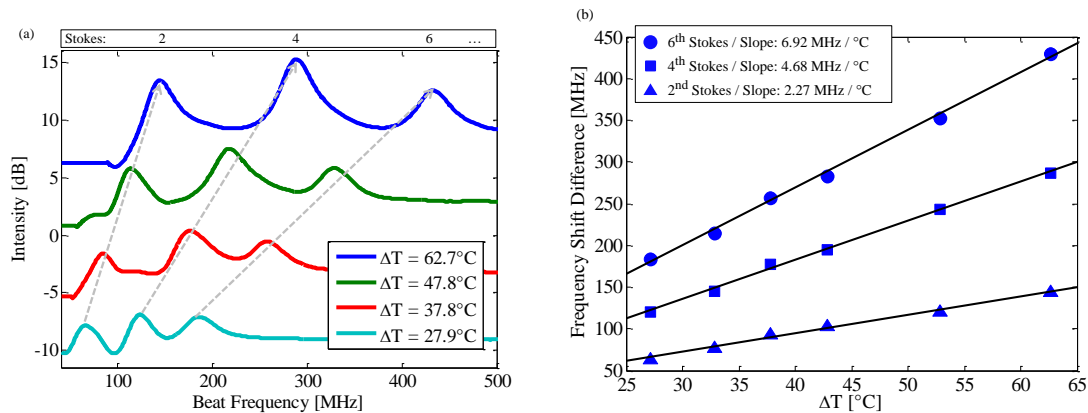


Figure 6.2 : Results showing sensitivity increase with increasing Stokes order. (a) Beat frequency spectra for different temperatures, showing the increase in the total frequency shift with higher Stokes orders (The curves are intentionally displaced vertically to allow easy viewing). A minimum temperature offset of around 27.9°C was needed to resolve the beat frequency spectra from DC due to filtering at the detector. Indeed, two different types of fiber could instead have been used to allow a sufficient frequency difference at $\Delta T = 0^\circ\text{C}$. (b) Sensitivity plot of Brillouin frequency shift with temperature showing the slope (sensitivity) increasing for different observed Stokes orders.

The x-axis in Figure 6.2 (a) is the beat frequency for the multiple Stokes shifts at a given temperature. This measurement was made with a reference fiber placed in a controlled environment at a temperature of 22.8°C while the test oven was scanned from -40°C to -5°C.

In Figure 6.2 (b), a steady increase in sensitivity gained with higher order Stokes waves can be seen. Currently, an increase of $\times 6$ in the sensitivity over a standard spontaneous Brillouin shift temperature sensor has been achieved by the generation of the 6th Stokes wave, observed at the ESA.

6.5 Discussion

Our sensor has two novel features; the first is that it uses a reference SBS comb reference to generate a controlled set of higher order Stokes waves, with a common seed laser for an identical SBS comb generator for sensing. Secondly, a higher order Stokes wave is used for sensing temperature (or strain), which shows a remarkable increase in sensitivity, scaling with the Stokes order. This system is simple to fabricate, can be very compact and offers very high sensitivity as an all-fiber sensor system. While we have demonstrated a comb of up to the 6th SBS Stokes shift leading to an increase of $\times 6$ in the sensitivity to temperature of a standard spontaneous BS temperature sensor, we believe that an increase of more than an order of magnitude in sensitivity would be possible in a better optimized system. Previous less accurate measurements performed in our lab demonstrated an increase in the temperature sensitivity of $\sim \times 10$; however, instability in the reference fiber oven temperature, prevented us from including the data in this paper. Since temperature sensing is linearly dependent on the SBS order as is strain for spontaneous BS, we surmise that increased strain sensitivity is also accordingly expected with SBS Stokes order, but has not yet been shown by us. By optimizing the optical circuit, even higher order Stokes waves may be generated [59, 181] to further increase the gain in temperature sensitivity.

We recognize that there is great interest in the ability to apply this gain in sensitivity of $\times 6$ by the use of higher order Stokes to a DTSS system, such as a BOTDA to enable measurement of local temperature variation (and strain variation) along the fiber length, for which spontaneous Brillouin scattering is typically used [122, 182]. The principle is based on the injection of a pulse of light, counter-propagating from the CW pump into one end of the fiber. The drop in the pump intensity in time indicates a coupling with the probe wave, therefore a Brillouin interaction at a specific location in the fiber. The corresponding frequency difference between probe and pump directly gives the temperature, while the delay gives the position of the perturbation. A DTSS system [183]

using the new functionality of our enhanced sensitivity is being developed, which will be reported on in the future.

6.6 Conclusion

In summary, we have demonstrated a significant increase in an all-fiber sensing system using higher order SBS Stokes shifts. A $\times 6$ increase in the temperature sensitivity over a standard SBS sensor system has been demonstrated, and therefore we conclude from our enhanced temperature sensitivity measurements that a similar enhancement is also expected for strain measurements. Two novel aspects have been demonstrated: first, two higher-order Stokes generators are used; one as a reference source and the other as the sensor pumped by the same seed laser, in a heterodyne arrangement, avoiding the use of costly high frequency equipment for detection. Second, an enhancement in the temperature sensitivity to $\sim 7 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ ($\times 6$) was demonstrated, in comparison to what has always been the sensitivity of a traditional BS sensor of $\sim 1.13 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$, increasing approximately linearly as function of the Stokes order.

Distributed sensing schemes will therefore benefit from this technique with higher sensitivity and resolution, which is of much more interest in many applications.

These new results have great significance for an integrated sensor to monitor infrastructure, pipelines or during transportation, as well elsewhere, such as in aircraft cabins, aerofoil integrity, and to measure outside temperature or pressure with ultra-high sensitivity and resolution.

6.7 Acknowledgements

RK acknowledges support from the Canada Research Chairs program and the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada's Discovery Grants program. SL acknowledges support from FRQNT. RK and MM also acknowledge an UPIR undergraduate student grant from Polytechnique Montreal.

CHAPITRE 7 ARTICLE 3: HIGH SENSITIVITY DISTRIBUTED TEMPERATURE FIBER SENSOR USING STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING

Auteurs: Victor Lambin Iezzi, Sébastien Loranger, and Raman Kashyap

Ce travail a été présenté dans *Optics Express*, vol. **25**, pp. 32591-32601, 2017.

7.1 Abstract

Optical fiber technology has become a very powerful tool for distributed temperature (strain and refractive index) sensing, and can be used to monitor critical infrastructures such as bridges, aircrafts, pipelines, etc. Stimulated Brillouin scattering (SBS) in optical fibers used for distributed sensing utilizing the first Stokes order, is limited to a fixed material property, 1.1 MHz/°C for SMF-28. We demonstrate a distributed higher order Stokes SBS temperature fiber-sensor increasing the achievable sensitivity by several folds to over 4 MHz/°C. The proposed system uses time-gating for distributed sensing. This allows the increase in sensitivity by the order of the Stokes waves generated while maintaining a fairly normal spatial resolution over a few kilometers of sensing length. Increased sensitivity on these types of sensors may allow an earlier detection which could prevent failure of the monitored structure.

7.2 Introduction

Fiber temperature and strain sensors based on Brillouin scattering (BS) were introduced in 1989 by Culverhouse *et al.* [15] and Horiguchi *et al.* [14] respectively. That very same year, Horiguchi and Tateda proposed a way of making these sensors fully distributed by using a pulsed pump laser [120] enhancing their attractiveness for various sensing applications. The two main techniques used for distributed BS fiber sensors are called Brillouin Optical Domain Reflectometry (BOTDR) [15] and Brillouin Optical Time Domain Analysis (BOTDA) [121]. Nowadays, other techniques such as Brillouin Optical Correlation Domain Analysis (BOCDA) [144] also exist, usually exhibiting a very high spatial resolution (mm scale), but have limited sensing reach (usually in the order of hundreds of meters) [127-129]. The spatial resolution of BOCDA system is determined by the modulation parameters of the light source such as the amplitude and frequency compared to

BOTDR and BOTDA systems in which the resolution is based on the decay time of an acoustic wave. Since its discovery, many groups have worked on increasing the sensing distance achieving up to 150 km [123] as well as maximizing the spatial resolution down to 2cm in standard optical fiber [180] using conventional BOTDR/A systems. However, the sensitivity of $\sim 1.1\text{MHz}/^\circ\text{C}$ in temperature [24] and of $\sim 0.05\text{MHz}/\mu\epsilon$ in strain [130] has remained mostly unchanged using the first spontaneous Stokes shift. In 2014, the authors demonstrated a technique that enabled the enhancement in sensitivity by a factor of n times the standard sensitivity of BS based sensors by using an n th order stimulated Brillouin scattering (SBS) Stokes wave [149]. We showed a linear increase with the order of Stokes waves up to 6-fold standard sensitivity. Similar results with a different ring configuration were subsequently demonstrated by Xu and Zhang with the 12th Stokes wave [184]. A 3-fold increase was also demonstrated by Liu *et al.* with a 10^{-6} $^\circ\text{C}$ resolution by operating the Stokes waves in single longitudinal mode regime [185]. However, these demonstrations were not on distributed sensing which limits their potential commercial applications as the temperature measurement is made over the entire integrated fiber length.

In this paper, we demonstrate a distributed temperature sensor scheme using the enhanced sensitivity from higher order SBS in optical fiber. We show the working principle of a fully distributed BOTDA-like sensor with a sensitivity of $4\text{ MHz} / ^\circ\text{C}$ and a spatial resolution around 225 m over more than 4 km of sensing fiber. Maximum sensing range was not the focus of this article, therefore no effort was made on optimization, but it could be easily increased since this setup is not length dependent in terms of SBS generation. The current limited resolution is due to equipment issues and noise, which could be potentially mitigated by the use of better components. To our knowledge, this is the first working prototype for such a distributed sensor with higher sensitivity.

7.3 Theory

BS is a third order nonlinear effect which involves scattered Stokes wave from the interaction of a pump wave with acoustic phonons in a material. Typically, in optical fiber the loss of energy from the pump to the acoustic phonon results in a slightly red-shifted counter-propagating Stokes wave with a frequency shift of $\sim 11\text{ GHz}$. As more energy is transferred to the Stokes wave, the beating between the pump and the Stokes waves increases the number of acoustic phonons at the Brillouin frequency shift through electrostriction which results in more light being scattered. This

phenomenon is known as stimulated Brillouin scattering. The Brillouin frequency shift, ν_B is given by Eq. (7.1),

$$\nu_B = \frac{2n_{eff}(T, \epsilon)V_A(T, \epsilon)}{\lambda} \quad (7.1)$$

Where $n_{eff}(T, \epsilon)$ is the material refractive index which is dependent on temperature and strain, $V_A(T, \epsilon)$ is the phonon velocity and λ is the pump wavelength.

Temperature and strain have an effect on the refractive index which we can make use of by using the BS frequency shift for sensing since the dependence is linear as shown in Eq. (7.2).

$$\nu_B(T, \epsilon) = \nu_{B0} + C_T(T - T_0) + C_\epsilon(\epsilon - \epsilon_0) \quad (7.2)$$

Where C_T is the temperature-frequency coefficient, C_ϵ is the strain-frequency coefficient and ν_{B0} is the Brillouin frequency shift at a reference temperature T_0 , and strain reference, ϵ_0 . To detect the variation of the Brillouin frequency shift induced either by temperature or strain precisely, a heterodyne beat frequency technique is usually applied to produce a better resolution compared to using an optical spectrum analyzer (OSA) which has limited spectral resolution.

SBS lasers generating multiple Stokes shifts have been demonstrated in a wide range of designs [18, 84, 158]. Such systems reduce the SBS threshold by using a ring cavity configuration which commonly leads to generating cascaded stimulated Brillouin scattering (cSBS) and therefore to a frequency comb composed of high-order Stokes waves. To measure the increased sensitivity from high order Stokes waves, a beat signal from the mixing of reference SBS oscillator and SBS sensor oscillator signals is displayed on an electrical spectrum analyzer (ESA). If both the reference and sensing fibers are identical ($\nu_{B0,ref} = \nu_{B0,sens}$), the resulting beat-note signal is only related to the multiple order Stokes waves interfering with its respective reference oscillator Stokes order and is given by Eq. (7.3).

$$\nu_{Beat} = \nu_{ref}(T_0, \epsilon_0) - \nu_{sens}(T, \epsilon) = \sum_{2n} \{C_{2n,T}\Delta T + C_{2n,\epsilon}\Delta\epsilon\} \quad (7.3)$$

Where $C_{2n,T}$ and $C_{2n,\epsilon}$ are the linear coefficients of the dependence of each high order Stokes beat signals on the sensed parameters (temperature and strain). For example, $C_{4,T}$ will be twice as large as $C_{2,T}$ and so on as schematically shown in Figure 7.1.

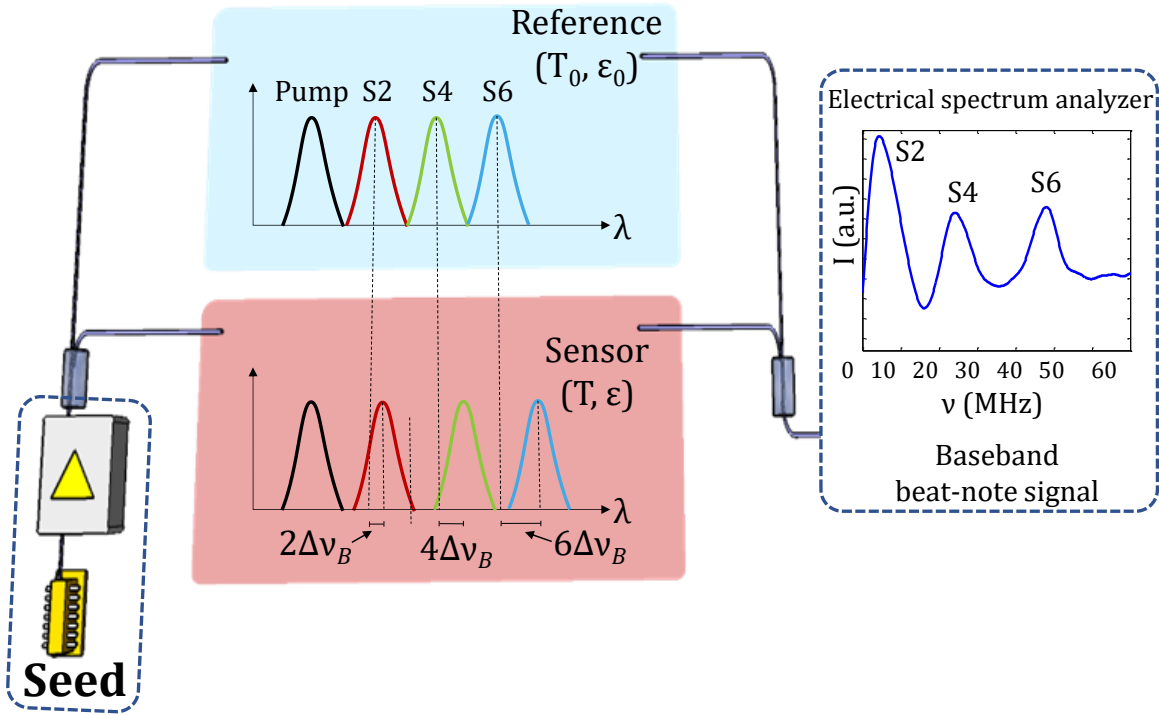


Figure 7.1 : Schematic of the self-heterodyne detection scheme. Similar reference and sensing oscillators generate a cSBS frequency comb from the same laser source and are recombined at an ESA where they are analyzed. Difference in the SBS frequency combs leads to a beat frequency spectrum with multiple peaks. Variation in temperature or strain leads to a shift in the beat frequencies close to baseband related to the Stokes orders in the ESA.

Figure 7.1 shows that the reference high-order Stokes frequencies of the spool at temperature, T_0 or strain, ϵ_0 beats with the shifted SBS Stokes frequencies of the sensing spool at T or ϵ . By mixing $S_{2,sens}$ with $S_{2,ref}$, $S_{4,sens}$ with $S_{4,ref}$ and so on, discrete beat frequencies are observed at the ESA, but all are at the low base-band frequency. If both the reference and sensor spools are identical, all the beat frequencies between identical Stokes orders generate an overlapping DC signal. Any difference in temperature or strain will generate a cascade of beat frequencies that increase in their separation as a function of the Stokes order. Hence the n th Stokes order will shift n times faster

than the spontaneous frequency shift. To avoid overlapping beat signals from different orders, different types of fibers can be used between reference and sensing fiber to cause a frequency shift offset.

A key feature describing SBS behavior is the power threshold required to generate a Stokes wave. Typically, shorter active fiber sections make it harder to generate SBS since the SBS threshold is inversely proportional to the length of the fiber, as described by the following relation for single-pass SBS generation:

$$P_{th} = \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \left[1 + \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_B} \right] \quad (7.4)$$

where the number 21 is a numerical approximation reported for the first time by Smith in 1972 [37], A_{eff} is the effective area, L_{eff} is the effective length and is given by $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$, which takes into account the loss of the fiber and simplifies typical mode equation calculation. In the case of distributed sensing, the active length is short, therefore $L_{eff} \approx L_{active}$. The term in brackets is a factor that shows the dependence on the linewidth of the pump and the Stokes wave over the SBS power threshold which tends to 1 when the pump linewidth $\Delta\nu_L$ is small. Due to recirculation of the light in a ring cavity, the threshold is lowered and is given by Eq. (7.5) [56] .

$$P_{th} = \frac{A_{eff}(\ln(R_m^{-1}) + \alpha L)}{g_B L_{active}} \quad (7.5)$$

where L is the ring cavity length, R_m is the fraction of Stokes power reinjected after each round trip. This represents the threshold for each Stokes wave. Therefore, a Stokes wave must reach this threshold for the subsequent Stokes to be generated, thus increasing the requirements of the seed laser. To circumvent such a requirement for increased power, internal linear gain using an amplifier can be applied in the cavity to compensate for loss (α and R_m) by increasing each Stokes wave power to the threshold level for the next order. However, such a gain must be controlled meticulously as it can also initiate lasing of the cavity, a common problem with multi-Stokes SBS cascaded lasers [91].

7.4 Experimental setup

Two near identical Brillouin ring oscillators are used to monitor the evolution of the Stokes spectra; one as a reference and a second one, with integrated time-gating for distributed measurements, as the sensor with the fiber under test (FUT). Seed light, commonly known as the Brillouin pump (BP) is sent to both oscillators via a 3dB-coupler. The seed power can be controlled with an erbium doped fiber amplifier (EDFA). The sensor oscillator is described next for simplicity, but note that both oscillators have similar behavior, except that the reference cSBS laser is not time gated. This reference uses a cSBS oscillator seeded with the same BP as the sensing cavity instead of an independent single-frequency reference laser to avoid jitter-noise between the two sources.

Once light from the BP is separated in a 3dB-coupler, it enters each cavity through another 3dB coupler. As the BP power is increased, the 1st Stokes line is generated in the opposite direction and oscillates in the bottom branch of the oscillator through optical circulators as shown in Figure 7.2. A cascaded process then occurs, as more BP power is injected, light is scattered into the 1st Stokes wave. At a certain point, this Stokes wave is intense enough and reaches the threshold for the 2nd Stokes wave, which oscillates in the upper part of the cavity e.g. same direction as the initial BP. Odd or Even Stokes waves can be collected at the output with a 99:1 output coupler. The in-cavity EDFAs are used to compensate for the loss and keep the Stokes wave lasing above threshold. An optical bandpass filter is used in this configuration to decrease the ASE bandwidth of the EDFAs to only a few nanometers (~1nm for the sensing cavity and 5nm for the reference oscillator) reducing the potential of free running modes competing for gain in such a configuration [91]. A 2.5 km length of fiber on a reel was placed in a temperature controlled chamber, while the total length of fiber under test (FUT) of the cavity was slightly above 4 km, giving a free spectral range (FSR) of 49.707 kHz.

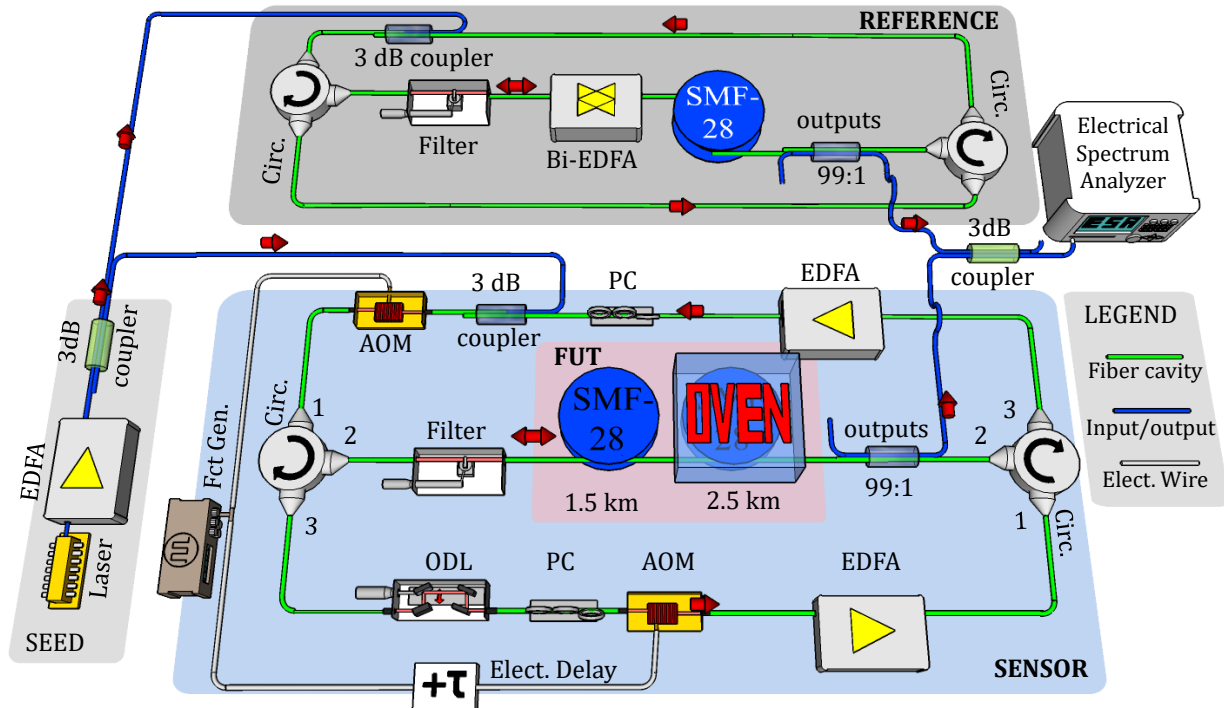


Figure 7.2 : Two near identical SBS ring resonators are used; one as a reference and the other as the sensor, both sharing a common seed laser through a 3dB coupler. The signals are recombined at their respective output by a second 3dB coupler connected to the electrical spectrum analyzer. AOMs are used as temporal gates which provide the spatial resolution of the sensor. One AOM is electrically controlled to vary the time of the overlap with the other AOM to allow a scan over the entire length of the fiber spool. The in-cavity EDFAs are used to compensate for the cavity loss.

Since the time position of the overlap of counter-propagating pulses is controllable by the relative delay between the acousto-optic modulators (AOMs), distributed temperature or strain sensing (DTS) is possible, i.e. cascaded stimulated Brillouin scattering (cSBS) occurs only in the pulse overlap region where the intra cavity gain overcomes the intra-cavity loss. The advantage of the AOM is polarization independence and low loss. A shorter gating time leads to better temporal resolution and shorter sensing length. However, reducing the resolving length, makes it harder to generate an SBS frequency comb. Figure 7.3 shows the time-gating DTS scheme. It is important to ensure that SBS is only generated in this overlapping time window, which implies that the cavity gain must be maintained below threshold when the AOMs are closed. Electrically delaying one AOM's opening with respect to the other, changes the position of the overlap region in the fiber, therefore allows spatial discrimination and control. By performing a scan of the relative delay

between the opening of the AOMs, the temperature variation along the entire length of the fiber can be monitored. The output light from the sensor is recombined with the reference oscillator kept at constant temperature and the beat spectrum displayed on an ESA, as shown schematically in Figure 7.1. Since the beat frequencies are at the base-band, a simple oscilloscope could be used instead for such measurement. The difference in beat frequency can be related to temperature variations and as described by Eq. (7.3). The Stokes waves order, n , thus enhances the sensitivity by n fold over the BS scheme.

Figure 7.3a and Figure 7.3c shows the cases when the gates are out of synchronism in the cavity and hence, no Stokes waves are observed. In Figure 7.3b, the convolution product of the two gates provides sufficient power to enable cSBS generation. One gate is open for a very short time and the other is open for longer. This allow the convolution product to be sharper (more rectangular) than with two identical timing gates (triangular convolution function). Finally, the resolution is defined by the smallest cross product of the two gates.

It is important to note that SBS generated in the overlap window is only possible after multiple passes. In other words, the sensing dual-cavity is effectively a mode-locked laser, where the Stokes wave used as a probe must be lasing (gain>loss). The modulating frequency on the AOMs must therefore be equal to both cavities' FSR, which therefore need to be matched. Detuning the AOM frequency from the FSR reduces the effective number of passes in the cavity, and therefore increases the SBS threshold. If the top and bottom cavities FSRs are mismatched, then the sensing region becomes longer (the overlap window will "move" in the fiber) and at least one of the cavities will have a mismatched AOM, leading to efficiency reduction. Matching the top and bottom cavities is not difficult, as they both share a common central fiber region where most of the sensing fiber is placed and only need a small independent length to be matched. This adjustment can be made with a tunable optical time delay device (ODL in the lower branch of the sensing oscillator in Figure 7.2) and should not need further adjustment during operation since the FSRs are then matched.

The AOMs are used in the gate configuration (zero order used for transmission), similar to Q-switched lasers. However, typically 10 dB extinction ratio is available in such a configuration. The AOMs used here are driven at 55 MHz. When the AOM receive their respective 55 MHz RF signals, the optical gate is closed (power sent to 1st order). This signal, generated by an RF generator

is split, amplified and gated by a home-built electronic circuit. This RF gating is controlled by a dual channel signal generator which generates the ~ 50 kHz gating pulses.

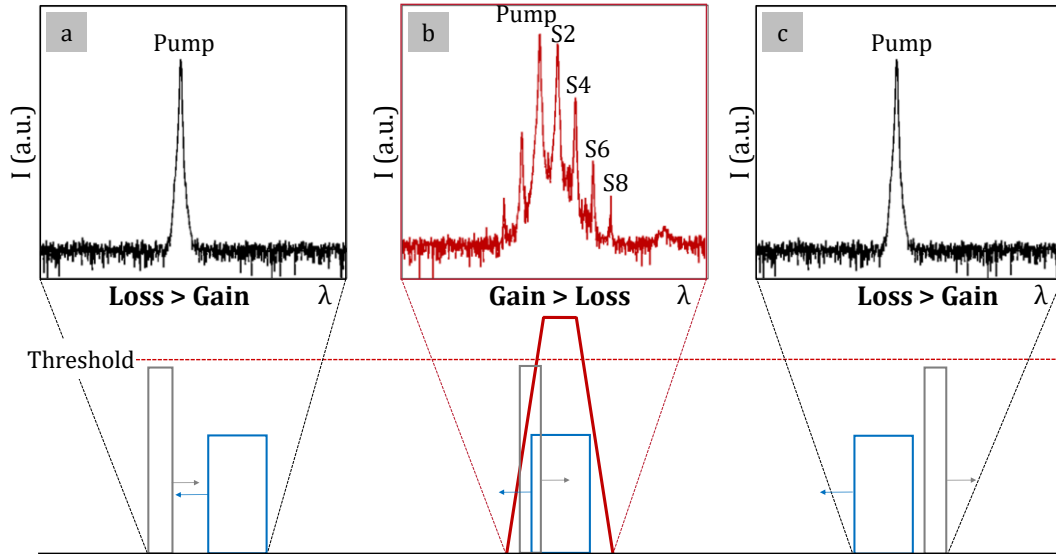


Figure 7.3 : Description of the influence of AOMs gate-overlap on the cSBS generation, depicted in grey (gate 1) and blue (gate 2) in the lower part of the figure. In a) and c) the AOM gates do not overlap and the cavity loss ensures SBS does not reach threshold. In b) the AOM gates do overlap and the gain in the region is high enough for SBS to be cascaded. Control of the opening of the AOMs temporally in opposite direction, allows overlap only in a certain region of the fiber which corresponds to the spatial resolution of the system (shorter temporal gate time means better resolution).

7.5 Results

By observing the beat note generated by the n^{th} order Stokes waves, $S_{n,sens}$ with $S_{n,ref}$, enables the detection of temperature in different regions along the 4km fiber bundle. Figure 7.4 shows the variation of the beat frequency for the 2nd Stokes (blue line) and the 4th Stokes waves (red line) as a function of the temperature of the 2.5 km length of fiber placed in an environmental chamber. The temperature in the chamber is controlled at 70.0 °C while another 1.5 km fiber bundle is kept at room temperature. Top inset in Figure 7.4 shows the difference in the beat frequencies for a temperature of 22.8 °C and 70.0 °C for S_4 while the bottom curve shows the change for S_2 . As can be seen in Figure 7.4, sensing with the 4th Stokes wave is more sensitive than using the 2nd Stokes order by a factor of two.

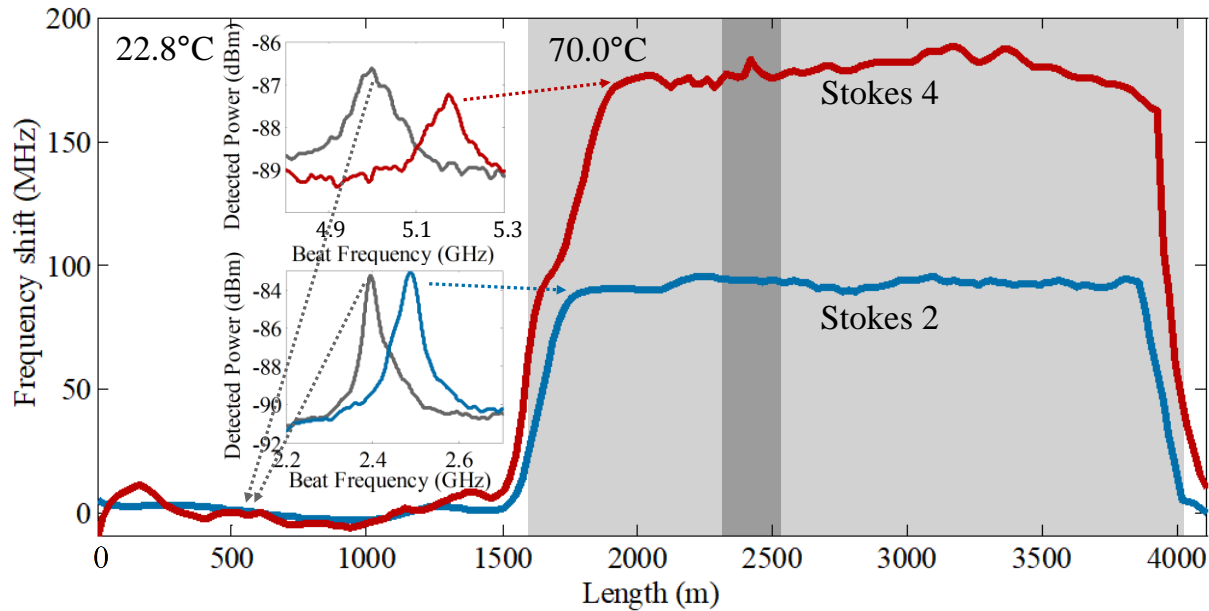


Figure 7.4 : A 2.5 km (area shown by the pale grey rectangle) fiber bundle is kept at 70.0 °C while the rest of the fiber (1.5 km) is maintained at room temperature of 22.8°C. The sensor has a resolution of ~225m (shown by the darker grey rectangle). The temperature sensing signal generated by the 4th Stokes wave is compared with the 2nd Stokes wave shown by the red and blue curves, respectively. The insets show the beat frequencies for the 2nd (bottom inset) and 4th Stokes (top inset), both for a temperature of 22.8 °C (reference oscillator) and 70.0 °C (sensing coil). Figure 7.4 shows this principle as 2.5 km SMF-28 of fiber is placed in an oven at 70.0 °C while the remaining fiber of the sensing oscillator (1.5 km) is kept at 22.8 °C as is the reference oscillator. This temperature corresponds to room temperature. For the same temperature difference ($\Delta T=47.2$ °C), S_4 is shifted from the reference Brillouin frequency shift by 190 MHz which corresponds to a 4.02 MHz / °C variation. S_2 however, shifts by 94 MHz which is equivalent to 2 MHz / °C corresponding to half that for S_4 , but twice the typical temperature sensitivity of Brillouin scattering based sensors of 1.1 MHz / °C using the first Stokes. This means that a smaller variation of temperature could be detected more rapidly, since the frequency shift is larger using the 4th rather than the 2nd order. It should be noted that the 0 °C temperature variation (both reference and sensing oscillator at room temperature) has a beat frequency offset of 2.5 GHz. This is because the reference and probe fibers were judiciously selected to offset the beat frequency away from the DC level, separating the 2nd and 4th Stokes beat note for easier measurement. The reference fiber is a highly nonlinear fiber with small core area from *Fibercore* with a Brillouin frequency shift of 9.6 GHz while the sensing fiber is a standard single mode fiber (SMF-28 from

Corning with a frequency shift of 10.85 GHz. Therefore, the beat frequency for S_2 is centered at 2.5 GHz while the beat note for S_4 is at 5.0 GHz as shown in the bottom and top inset of Figure 7.4.

Figure 7.5 shows a distributed sensing measurements performed with the system for different temperature variation detected with S_2 . The inset in Figure 7.5 shows the displacement of the beat signal between $S_{2,sens}$ and $S_{2,ref}$ for various temperatures ranging from 22.8 °C to 90 °C. The different edges (rise and fall) position from these different measurements are within the resolution of the system (~ 225 m).

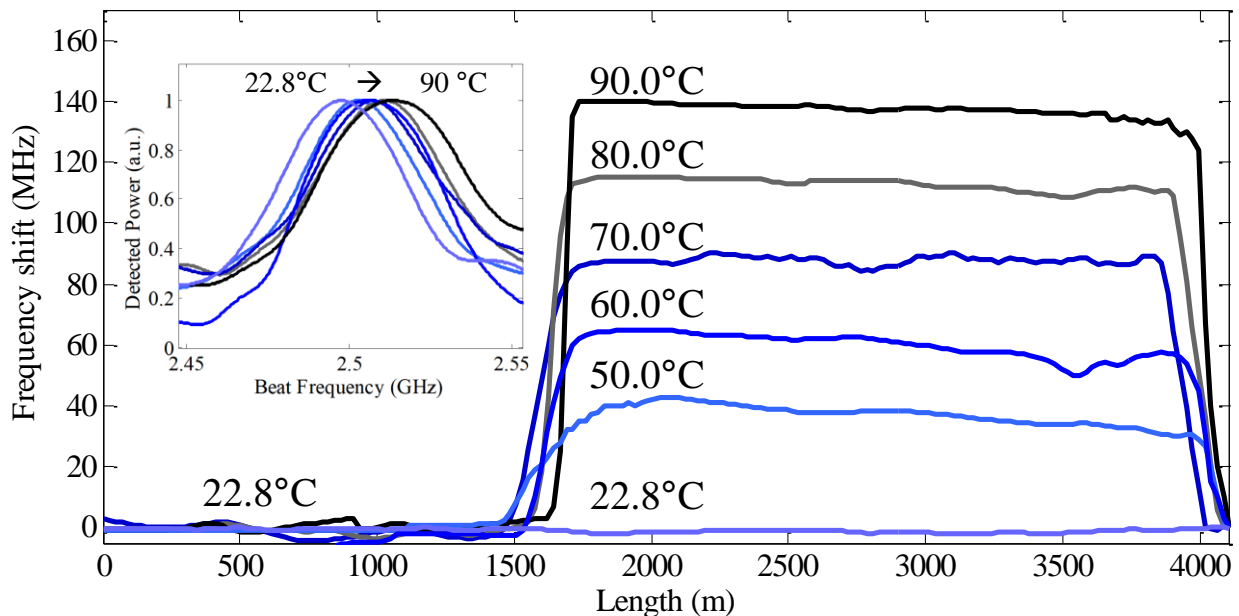


Figure 7.5 : Distributed sensing measurement at various temperatures ranging from 22.8 °C to 90.0 °C using the 2nd Stokes order. The inset shows the beat signal between $S_{2,sens}$ and $S_{2,ref}$ for this temperature range.

Aside from the low extinction ratio of the AOMs limiting the spatial resolution and BP power that could be injected, another important limitation that was noted is ASE noise from the erbium amplifiers. Since the upper cavity is seeded with the BP, the signal to noise (SNR) ratio remains good and the Stokes remain dominant above the ASE level. However, for the lower cavity, it is seeded with a lower-power Stokes and the SNR is very poor, a problem which becomes critical when reducing the gate-time as shown in Figure 7.6.

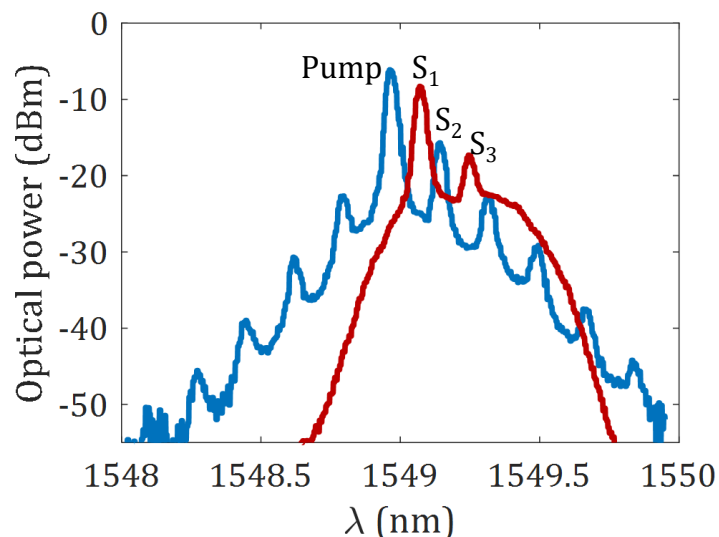


Figure 7.6 : OSA spectra of the even (in blue) and odd (in red) Stokes generation. Even Stokes orders are clearly discriminated, while odd Stokes are below the ASE noise under favorable generation conditions.

Under unfavorable conditions (short gate time, high Stokes orders), the ASE optical noise level becomes dominant compared to the odd Stokes. Although the spatial discrimination is maintained, the temperature induced frequency shift attributed to the odd Stokes seems to disappear dividing the sensitivity by two. Hence, an unwanted beat note at the ESA spectra appears with half the expected beat note. For instance, when looking at the 2nd Stokes, the additional beat note appears like a normal 1st order Stokes wave which has a 1 MHz / °C variation with temperature instead of 2 MHz / °C for the 2nd Stokes. The blue curve shown in Figure 7.7 represents a case when a proper generation of S₂ is used as higher sensitivity distributed temperature sensor, and the dotted line represents the case when SBS is not generated properly within the AOM due to a reduced time-window and a loss of the sensitivity is observed for the same Stokes order.

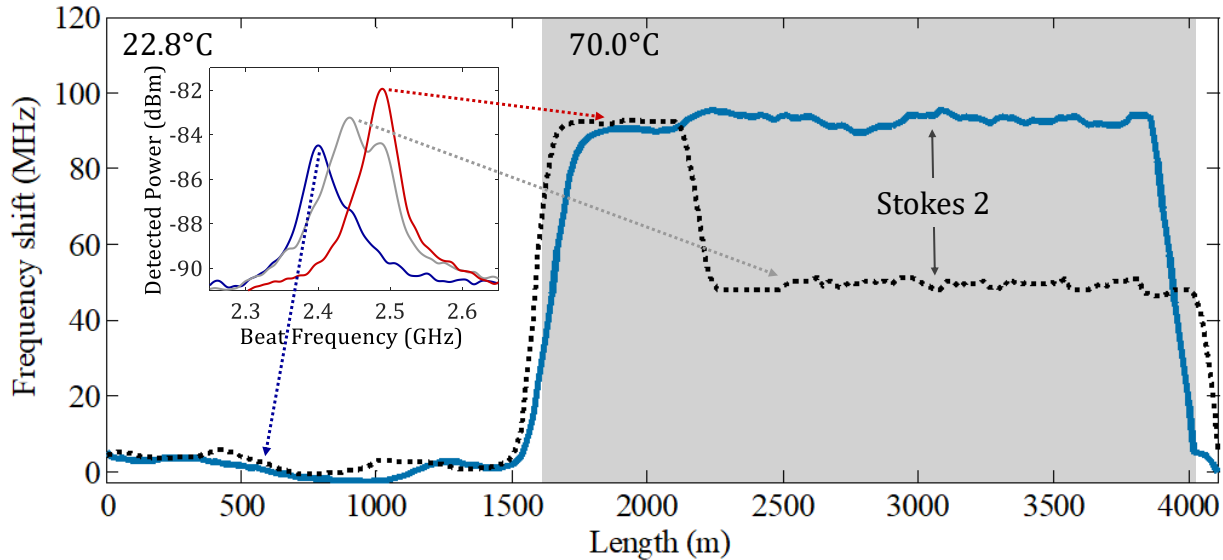


Figure 7.7 : Demonstration of a case when proper temperature sensing is performed using higher order Stokes wave (blue curve), and when SBS is generated from ASE instead of from a cascaded process of SBS. The inset represents beat frequencies for $T=22.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ (in blue), and $T=70.0\text{ }^{\circ}\text{C}$ with proper cSBS generation (in red), and for $T=70.0\text{ }^{\circ}\text{C}$ under poor SNR conditions when ASE is dominant for the odd Stokes wave (in grey).

The inset of Figure 7.7 depicts three beat-notes in different situations; in blue, when the system detects a constant temperature (same as the reference) which gives the reference beat frequency note. In red, the correct parameters generate a 2nd Stokes wave properly within the AOMs gate time. Finally, in grey, the beat frequency is mostly dominated by SBS generated outside the AOMs temporal gate-times due to the poor choice of parameters (BP, in-cavity EDFA, wrong AOM modulation frequency, polarization, etc). A weak peak (right in grey) is observed, but it is lower than the middle one and sometimes even disappears completely, i.e. no SBS is generated within the AOMs gate window.

In this paper, we were able to achieve an electrical gate of $\sim 600\text{ ns}$ and 1500 ns , which yield pulses of $\sim 100\text{ ns}$ and $\sim 900\text{ ns}$ due to the influence of the mode-locking regime in the cavity. The convolution of such pulses gives a time overlap of $\sim 1100\text{ ns}$ which corresponds to about 225 m in terms of spatial resolution over a total sensing distance slightly over 4 km . Figure 7.8 shows the pulse width of the AOMs.

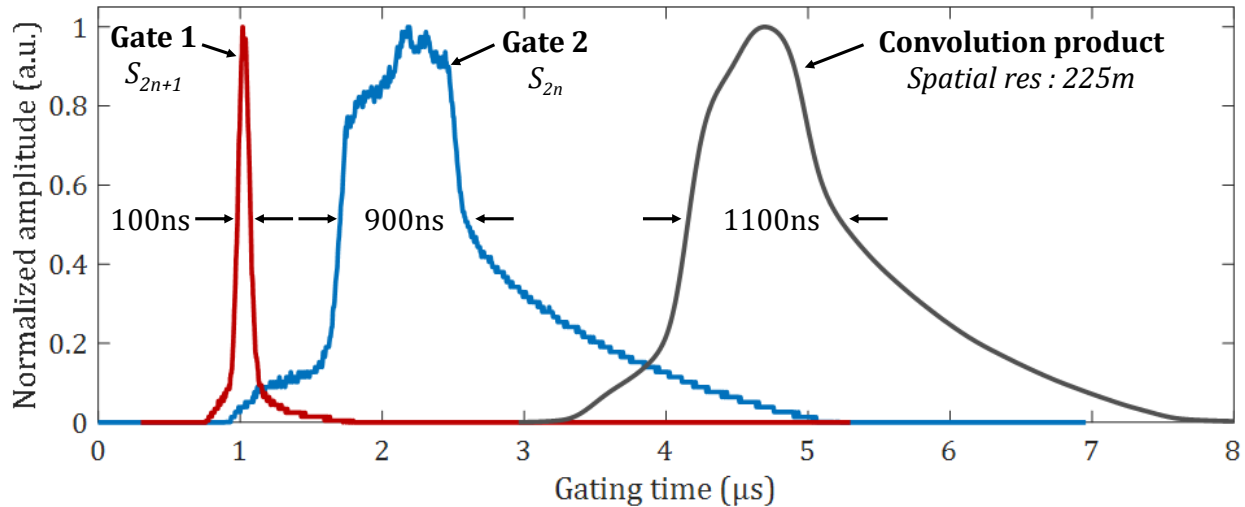


Figure 7.8 : Temporal gating time of both AOMs. In red the time window is narrow at around 100 ns, while in blue the gating time is longer at approximately 900 ns which leads to a convolution product of 1100 ns leading to a spatial resolution of 225 m.

7.6 Discussion

The novel technique to generate a distributed temperature sensor is promising for high sensitivity measurements, but currently, has some limitations which can be overcome by use of better components. Firstly, since it is a dual-ring cavity, the top fiber length must be adjusted properly to match the bottom one, as mentioned before. This can be done simply by a fine adjustment during initial setup of the system. The sensing fiber also changes slightly in optical length with temperature, altering the common FSR. This change is the same for both cavities as they share the same FUT. Although such change was noted to be very small, even for a large temperature variation of 70°C over ~1-2 km, the slight detuning does reduce the SBS generation efficiency. A slight adjustment to the AOM modulated frequency must therefore be made to maximize the signal during operation. This could be done actively to adapt to any situation by simply maximizing the signal.

Polarization is also an important factor, as it affects the SBS gain [56], therefore adding a polarization controller in each arm of the oscillator helps in the cSBS generation. Although this is not critical, it can be very helpful to optimize SBS generation. AOMs were used partly because they are polarization independent, compared to electro-optic modulators (EOM) which are polarization sensitive. Polarization control would be critical and complex when using EOMs instead.

The resolution of the system is limited by the intra-cavity gain and injected BP power: increasing the former increases ASE noise while increasing the latter allows SBS to be generated in the whole cavity, eliminating spatial discrimination. A potential solution is to increase the tolerable level of BP power which can be injected. Having more BP power would help generate high order Stokes waves within a shorter region, thereby improving spatial resolution. The AOMs' extinction ratio (attenuation in the OFF-state) of ~10dB was not sufficient to perfectly suppress SBS generation outside of the sensing region when the BP was increased further. To overcome this problem, one would have to use AOMs with a better extinction ratio (for example using two AOMs in series with 1st order followed by a negative 1st order diffraction leading to no net frequency shift from diffraction, but with around 50dB of extinction). This is currently under investigation.

Also, the actual fall/rise time of the AOM was 70 ns which limits the minimum resolution achievable. Faster AOMs could help decrease the spatial resolution up to around 10 ns (typical AOMs and phonon lifetime in typical optical fiber [56]). Shorter gate times than 10 ns makes it very difficult to generate SBS. Using other encoding techniques such as proposed by Bao *et al.* [180], could potentially lower the effective spatial resolution tremendously and could therefore, achieve a higher sensitivity with ultra-high resolution.

A more complex electronically controlled AOM gating scheme could potentially allow to use one oscillator as both the reference and sensing oscillator.

Finally, using less noisy Raman gain, the ASE could be reduced, therefore allowing sufficient gain for cSBS generation in the cavity.

7.7 Conclusion

In this paper, we have demonstrated a technique to combine two concepts: use of high order Brillouin Stokes waves to increase the sensitivity of temperature sensing, and a novel scheme to implement distributed sensing with the high-order SBS Stokes waves. We have demonstrated an increase of 4x over the standard sensitivity achieved in typical Brillouin distributed sensors such as BOTDR and BOTDA systems. The distributed measurement demonstrated had a spatial resolution of approximately 225m (mostly limited by the rise / fall times and extinction ratio of the AOMs used in the experiments) with more than 4 km sensing reach. Temperature detection from 22.8 °C to 90.0 °C was shown using a 2nd order Stokes wave which could easily extend to higher

temperatures. A complete distributed sensing scheme using 4th order Stokes wave for a discrete variation of temperature from 22.8 °C to 70.0 °C has also been shown with twice the sensitivity of the 2nd Stokes. The poor extinction ratio of the AOMs and the ASE noise of the amplifiers limited the increase in sensitivity in our current system as generating truly distributed higher order Stokes wave was not possible.

To overcome these problems, dual AOMs with a 1st diffracting order followed by negative 1st diffracting order could improve the extinction ratio to over 50 dB, assuring SBS generation only within the AOMs gate-times. ASE noise from the erbium-doped amplifiers could be solved using Raman amplification with its lower noise figure. This is currently under investigation.

This first prototype of fully distributed high sensitivity temperature sensor is promising and could benefit industrial applications as it would help provide an early warning of subtle unwanted variation in temperature. Fully distributed strain measurement using the same principle is also being investigated in our laboratory.

7.8 Funding sources and acknowledgments

RK acknowledges support from the Canada Research Chairs program, the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC) of Canada's Discovery Grants program and NSERC's Ideas to Innovation funding. VLI acknowledges support from NSERC PhD scholarship and the support from Hydro-Quebec excellence grant program. SL acknowledges support from NSERC's Vanier scholarships program.

CHAPITRE 8 DISCUSSION GÉNÉRALE

Ce chapitre traite des observations générales de ces trois articles qui se divise également en deux parties soit la première qui traite des enjeux et défis de construire un laser MWBEFL stable temporellement avec des composantes commerciales alors que la seconde partie fait une synthèse du senseur distribué en température à haute sensibilité. Les défis techniques afin d'améliorer ses performances y sont par ailleurs énoncés. Des pistes d'amélioration sont proposées dans les deux cas. Un retour général sur les objectifs fixés lors de cette thèse sera également abordé dans les deux parties de cette discussion générale.

8.1 Laser MWBEFL

Les lasers MWBEFL, à l'étude depuis une vingtaine d'années, ont été remplis de promesses sans concrètement en voir les réels avantages promis dans la conception d'un produit commercial par exemple comme source à multiples canaux [98] ou tel que proposé en 2012, comme laser à impulsions [18]. L'article 1 explique par des observations expérimentales appuyées d'un modèle théorique les raisons qui font que typiquement ces sources ne peuvent être adéquatement utilisées pour de telles applications. Les prochaines sous-sections élaboreront sur le principal facteur limitatif de ce genre de laser, soit la présence de nombreux modes de cavité sous chaque largeur de raie Stokes et des pistes de solutions seront proposées afin d'espérer offrir un produit qui répond aux exigences de l'industrie des télécommunications.

8.1.1 Influence des modes de cavité

Suite aux résultats présentés à l'article 1, nous nous sommes rendu compte que les modes de cavité présents sous chaque largeur de raie Stokes ont une influence néfaste sur la stabilité temporelle. La Figure 8.1 montre les principaux mécanismes impliquant des modes de cavité longitudinaux dans le fonctionnement (et son instabilité) du laser MWBEFL de longue distance (plusieurs modes de cavité sous les raies Stokes).

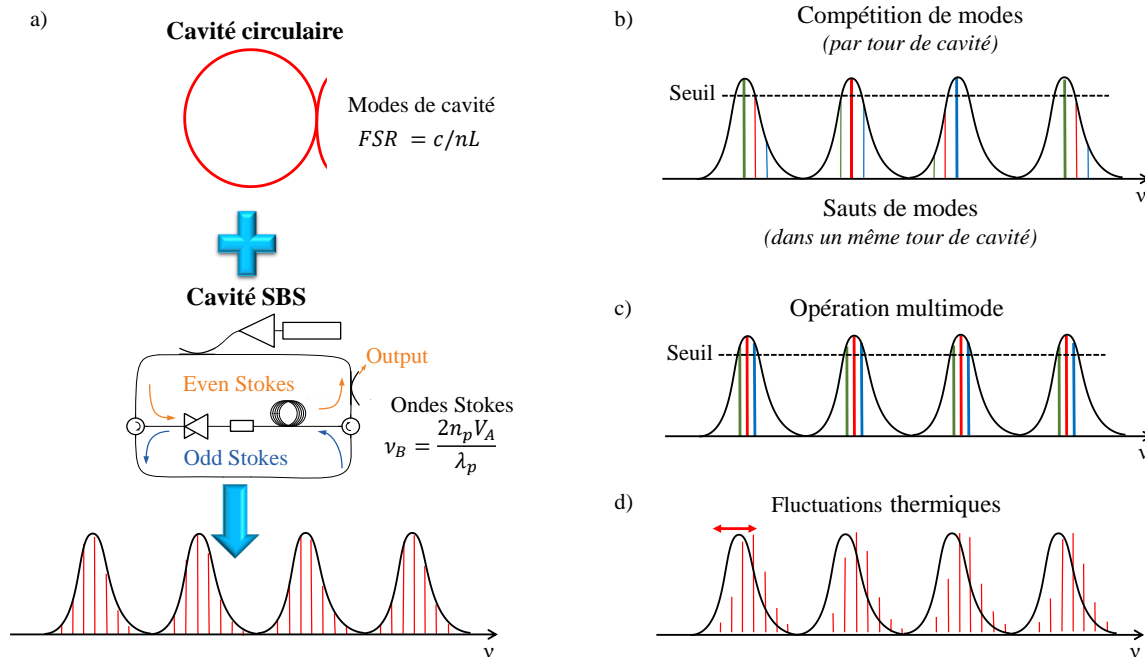


Figure 8.1 : a) Principe de fonctionnement du laser MWBEFL où il y a présence de modes de cavité à l'intérieur de chacune des ondes Stokes émises en cascade. Les différents facteurs influençant la stabilité temporelle du laser MWBEFL lorsque plusieurs modes sont présents sont b) la compétition de modes et les sauts de modes ainsi que c) l'opération multimode et d) les fluctuations thermiques le long de la cavité qui font ainsi varier les modes lasers.

La présence de modes de cavité sous chaque onde Stokes présente donc un réel problème dont les différents mécanismes sont présentés à la Figure 8.1. Ceux-ci viennent influencer les performances du laser. Principalement, on retrouve :

La compétition de modes : à chaque passage de la lumière dans la cavité, un mode peut préférentiellement gagner la compétition de gain au détriment des autres modes. Ce dernier viendra saturer le gain disponible pour les autres modes et ainsi laser préférentiellement. D'un passage à un autre, le mode gagnant cette compétition peut changer, comme il peut être différent d'une onde Stokes à une autre.

Saut de modes : similaire à la compétition de modes qui survient entre différents passages de la lumière dans la cavité, le saut de mode peut survenir de façon aléatoire à l'intérieur même d'un passage complet dans la cavité, faisant varier l'amplitude de l'onde et rendant le laser MWBEFL instable.

Opération multimode : Plus la cavité est longue, plus le nombre de modes compétitionnant sous la courbe de gain de chaque onde Stokes sera important. Il peut ainsi y avoir plusieurs modes qui lasent sous chaque onde Stokes présente dans le laser, influençant le spectre d'interférence à la sortie du laser.

Fluctuations thermiques : de nature aléatoire, provenant entre autres d'une distribution non uniforme le long de la fibre optique, elles amènent leur lot d'instabilité dans l'émission du laser, puisque les modes dérivent d'un aller-retour à l'autre et différents modes peuvent devenir dominants.

Pour ne pas alourdir davantage les opérations de calculs impliqués dans le modèle théorique de l'article 1, la compétition de modes a été prise en compte, tout comme les effets thermiques par l'introduction d'une source de bruit sous la forme d'une fonction de Langevin.

Une analyse méticuleuse du design de la cavité est nécessaire pour obtenir les meilleures performances possible. De nombreuses cavités longues ont été testées dans le cadre de cette thèse, particulièrement celles dont les auteurs avaient proposé une certaine stabilité temporelle en acquérant sur un OSA le spectre fréquentiel toutes les cinq minutes [154, 159, 163]. Toutefois, aucune d'entre elles n'a émis un spectre moindrement stable temporellement lorsque mesurée à l'oscilloscope ultra-rapide avec un temps d'acquisition suffisamment long pour monitorer plusieurs passages (50 μ s) de la lumière dans la cavité. De plus, la résolution temporelle était nettement inférieure à la durée totale d'un passage (de l'ordre d'une impulsion soit ~ 15 ps) montrant par le fait même la très grande présence de modes de cavité (observés à l'ESA et par la TF du spectre temporel obtenu à l'oscilloscope ultra-rapide [64 GHz]).

De l'étude théorique présentée à l'article 1, il semble que ce soit dû à une interaction entre chaque onde Stokes où la puissance est continuellement transférée créant ainsi des modes déphasés. Le battement de tels modes apporte une variation chaotique de l'amplitude dans le temps. Ainsi, lorsqu'un MWBEFL est utilisé avec une longue cavité fermée (comprenant plus d'un mode longitudinal dans une largeur de raie des ondes Stokes), une dynamique SBS chaotique se produit, initiée par les différents modes avec différentes phases et puissances, rendant une telle source très instable en intensité au fil du temps. Ceci empêche de moduler en amplitude le signal optique sortant de chaque canal puisque l'amplitude varie constamment dans un court délai temporel. Il faut donc travailler à réduire la longueur de la fibre afin de n'avoir qu'un seul mode de cavité sous

chaque onde Stokes. Il serait également pensable d'utiliser un absorbant saturable (de la fibre à l'erbium non pompée par exemple) ou encore d'utiliser un filtre (Fabry-Pérot ou circulaire dans la cavité) qui sélectionne un mode préférentiel en ajustant les FSRs du filtre et de la cavité MWBEFL et ainsi faire gagner la compétition de modes à un seul mode au détriment des autres et ainsi obtenir une émission monomode stable temporellement.

En plus des problèmes énoncés ci-dessus en lien avec les nombreux modes de cavité, il existe un autre problème inhérent aux lasers MWBEFLs et c'est la compétition de gain qui s'opère entre le gain de l'erbium (maximal aux longueurs d'onde longues) et le gain Brillouin (dépend de la longueur d'onde de la pompe). Préférentiellement, il est souhaitable que tout le gain soit transféré vers les ondes Stokes Brillouin, mais il arrive que des modes de cavités arbitraires (amplification de l'ASE des EDFA) se mettent à laser dans la cavité au détriment des ondes Stokes. Ce problème peut devenir grandement limitatif tant pour le nombre maximal d'ondes Stokes pouvant être générées, mais également pour l'accordabilité en longueur d'onde pouvant être atteinte. Les solutions existantes sont généralement d'utiliser une boucle Sagnac [86], avec un atténuateur variable [186] ou encore un filtre optique passe-bande accordable [91]. Ces solutions fonctionnent généralement que partiellement puisqu'elles ne sont pas complètement accordables sur toute la bande C ou bien permettent de générer un faible nombre d'ondes Stokes en plus de nécessiter un contrôle actif pour optimiser la sortie du laser. La solution proposée est d'utiliser un EDFA à gain bloqué (*gain-clamped* EDFA) [187] introduit il y a environ deux décennies afin de n'amplifier que les ondes Stokes et d'empêcher la génération de modes auto-lasants.

Il faut donc trouver une alternative à ces problèmes avant d'arriver à une source MWBEFL stable et accordable. Des pistes de solutions entreprises dans le cadre de ces études sont présentées aux sous-sections suivantes. Le Tableau 8.1 résume les problèmes liés aux MWBEFL et les solutions qui y sont proposées.

Tableau 8.1 : Liste des problèmes inhérents aux lasers MWBEFLs et les solutions proposées.

Problème	Cause	Solution
Instabilité temporelle Compétition de modes Sauts de modes Opération multimode	Présence de nombreux modes de cavité (longue cavité)	- Courte cavité (un mode longitudinal présent sous chaque onde Stokes) - Absorbant saturable (courte fibre à l'erbium non pompée) - Filtrage de modes (Fabry-Pérot ou circulaire) - Hybride (absorbant saturable et filtrage de modes)
Fluctuations thermiques	Non-uniformité de la fibre	Boucle de rétroaction pour stabiliser le mode prédominant
Modes auto-lasants <i>Self-lasing cavity modes</i>	ASE de l'EDFA est réamplifiée dans la cavité	EDFA à gain bloqué

8.1.2 MWBEFL à gain bloqué

Vers la fin de ces études doctorales, les différentes façons de remédier aux problèmes inhérents des lasers MWBEFLs ont été explorées partiellement. Ainsi, une solution a été proposée afin d'éliminer l'impact des modes auto-lasants sans pour autant introduire d'autres limitations. Il s'agit de bloquer le gain de l'amplificateur présent dans la cavité oscillante, tout simplement en plaçant la fibre à l'erbium entre deux FBGs à la même longueur d'onde centrale. L'avantage d'utiliser un amplificateur EDFA à gain bloqué comparativement à un amplificateur standard est qu'il lase préférentiellement à la longueur d'onde des FBGs et épuise la compétition de gain, évitant ainsi que les modes auto-lasants émettent des raies lasers à des longueurs d'onde indésirables. Le transfert d'énergie se produit encore de la raie laser de l'amplificateur vers le BP et les ondes Stokes avec un gain fixe pour chaque raie laser et lorsque plusieurs ondes Stokes sont générées, la puissance de l'amplificateur laser est transférée aux spectres Brillouin. Cette technique s'avère être une technique simple, fiable et efficace pour accorder facilement les spectres d'émission MWBEFLs sur toute la bande C qui peut également être étendue à la bande L. La Figure 8.2

présente en a) le montage expérimental du laser MWBEFL à gain bloqué, tandis qu'en b), on retrouve les deux FBGs utilisés bloquer le gain, puis en c) les résultats expérimentaux obtenus, où une émission sans génération non désirée de modes auto-lasants est produite entre 1535 et 1566 nm avec environ 15 Stokes générés ayant un rapport signal sur bruit supérieur à 40 dB.

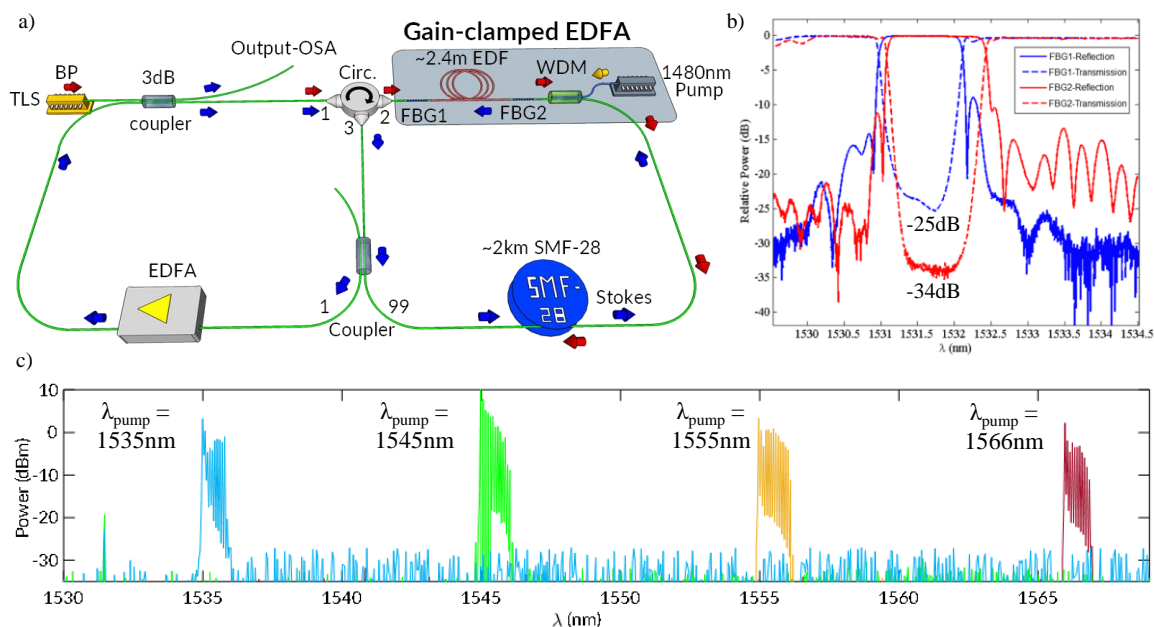


Figure 8.2 : a) Schéma du montage optique du laser MWBEFL à gain bloqué utilisant 2.4 m de fibre à l'erbium dopée entre deux FBG centrés à 1531.5 nm servant de milieu de gain dans une cavité circulaire de ~2 km de fibre SMF-28 générant un peigne de fréquence accordable dans la bande C sans apparition de modes auto-lasants. b) Spectre de transmission et de réflexion des deux FBGs. c) Spectres fréquentiels générés par ce laser pour quatre différentes BP couvrant la majorité de la bande C et mesurés à un OSA.

L'utilisation d'un amplificateur à l'erbium bloqué possède une foule d'avantages qui pourraient permettre de fabriquer un laser MWBEFL stable temporellement. En effet, il s'avère qu'en utilisant ce principe, il n'est plus nécessaire d'ajouter un filtre accordable dans la cavité sans faire de compromis sur l'accordabilité de la source, tout en diminuant grandement les pertes dans la cavité (impactant directement la puissance seuil Brillouin) et en éliminant l'effet des modes auto-lasants très présent dans ce genre de cavité, ce qui fait qu'il est possible d'utiliser une pompe Brillouin beaucoup plus forte et donc de générer plus d'ondes Stokes en cascade. Les travaux sur le MWBEFL à gain bloqué ont mené à une présentation à la conférence *Workshop on Specialty Optical Fibers 2017* à Limassol, Chypre [188].

8.1.3 Cavité courte

Liu *et al.*[119] ont été les premiers à démontrer un MWBEFL de 8 ondes Stokes avec un fonctionnement monomode dans une fibre optique standard (composée de 5.5 m de fibre à l'erbium et de 5.5 m de fibre SMF-28). Cependant, ils n'ont pas effectué une caractérisation temporelle approfondie qui pourrait prouver la véritable utilité du MWBEFL malgré leur limite fondamentale tel que discuté préalablement. Nous nous sommes donc penchés sur la question à savoir s'il était possible d'avoir une émission stable temporellement à la sortie d'un tel MWBEFL de courte longueur. La cavité proposée par Liu *et al.* a été reprise, mais en y apportant une légère variante. En effet, dans le cas de la cavité proposée par Liu *et al.*, l'EDFA se retrouve à l'intérieur de la cavité de gain, imposant une compétition entre le gain Brillouin produit par la fibre à l'erbium de l'EDFA et la fibre standard SMF-28 des composantes présentes dans cette cavité; les deux fibres ayant une fréquence Brillouin différente, cela rend plus difficile la génération du peigne de fréquences SBS, comme il a été constaté dans le cadre de ces études.

Ainsi, la décision prise a été de déplacer l'EDFA intra-cavité, à la sortie de cette dernière vers la boucle de rétroaction optique, qui permet de réinjecter le signal de sortie à l'entrée afin de pomper la prochaine onde Stokes tel que présenté à la Figure 8.3a). Il suffit que la BP soit suffisamment forte pour générer la première onde Stokes et enclencher le processus en cascade. Le gain provient alors uniquement de la diffusion Brillouin dans la cavité, alors que l'EDFA sert à amplifier les ondes générées à l'extérieure de la cavité dans le circuit d'amplification pour qu'elles puissent à leur tour servir de pompe pour le prochain ordre Stokes.

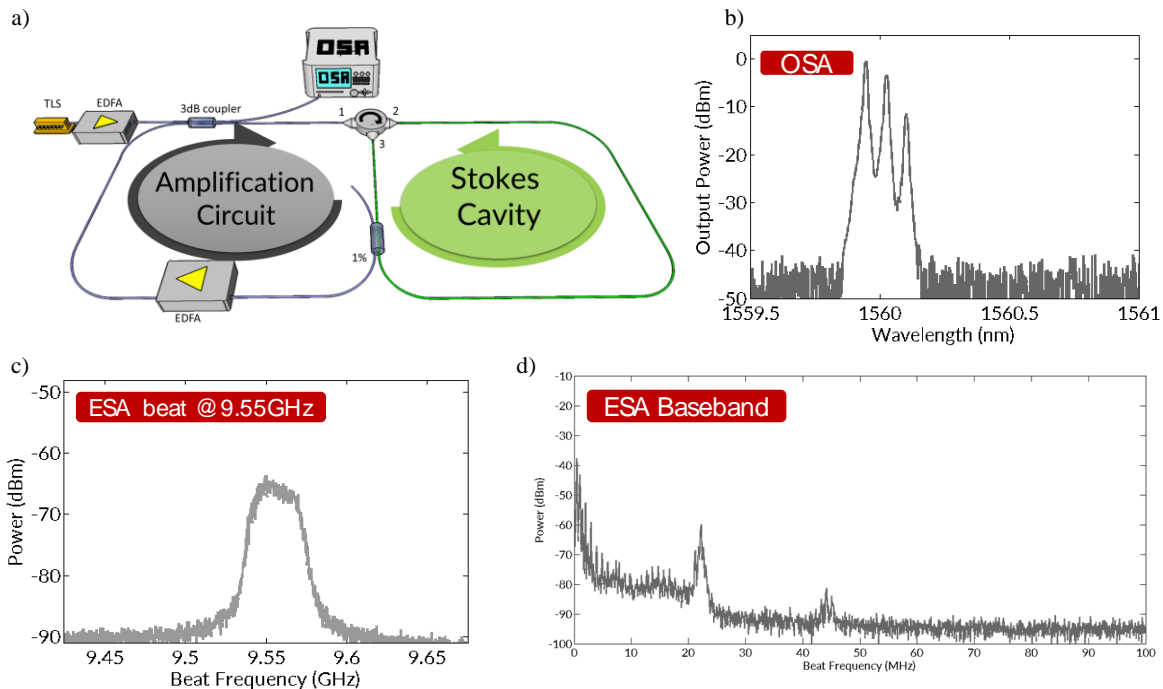


Figure 8.3 : a) Schéma optique d'une cavité courte MWBEFL et b) spectre du laser obtenu à l'OSA dont la cavité fait 7 m et l'EDFA de rétroaction est placé à une puissance de 4W. c) Signal de battement des ondes Stokes observé à l'ESA et d) contenu des modes de cavité observés à l'ESA sur une plage de 100 MHz près du signal DC.

La Figure 8.3 b- d) montre respectivement le spectre à l'OSA, le battement à l'ESA autour de la fréquence Brillouin, soit à 9.55 GHz et à l'ESA à la base soit sur une plage de 0 à 100 MHz, du laser MWBEFL dont la cavité est composée de 7 m (FSR de 23 MHz) de fibre hautement non linéaire (HNLF). Diminuer considérablement la longueur de la cavité demande beaucoup plus de puissance pour générer le processus en cascade des ondes Stokes. Par exemple, à la Figure 8.3 b), il a fallu une BP à presque 1 W et un amplificateur de rétroaction à environ 4W pour ne générer que 2 ondes Stokes. Toutefois, on constate à la Figure 8.3 c) que les ondes Stokes fonctionnent pratiquement dans un régime monomode alors que le spectre de battement à la fréquence Brillouin ne semble pas contenir plusieurs pics distincts qui sous-entendrait une opération multimode du laser. Toutefois le spectre de battement ne semble pas de forme gaussienne ce qui peut indiquer la présence de quelques modes longitudinaux. Ces derniers sont d'ailleurs observables très faiblement près du niveau DC de l'ESA comme rapporté à la Figure 8.3 d), mais ils sont fortement atténués ce qui laisse présager qu'ils pourraient provenir de l'ASE.

Ces résultats préliminaires, présentés à la conférence *Non Linear Optics*, à Hawaï, É.-U., en juillet 2017 [189], sont prometteurs. Les prochaines étapes seront de mesurer le spectre à l'autocorrélateur et de trouver une collaboration pour tester en temps réel à un oscilloscope ultra-rapide comme celui employé en Australie, si des impulsions stables temporellement sont émises. Il n'en demeure pas moins que considérant les puissances requises pour ne générer que quelques Stokes, on peut se demander si ce genre de sources MWBEFLs pourraient réellement être employées comme source de multiplexage ou d'horloge optique, considérant le faible nombre de raies lasers pouvant être générées avec de telles puissances.

8.1.4 Sélection des modes de cavité

Une avenue qui n'a pas été testée dans le cadre de cette thèse, mais qui mérite néanmoins d'être mentionnée, serait l'utilisation d'un filtre soit de type Fabry-Pérot ou circulaire à l'intérieur même de la cavité MWBEFL afin de sélectionner un seul mode par bande de gain Stokes. Pour ce faire, il faudrait que la FSR du filtre s'accorde avec un multiple de la FSR de la cavité et que ce multiple corresponde au maximum de la courbe de gain des ondes Stokes (environ 20 MHz) pour ne favoriser qu'un mode par onde Stokes.

Une autre alternative serait d'employer un absorbant saturable dans la cavité, dans ce cas-ci une fibre à l'erbium non pompée, qui lorsqu'un mode est suffisamment intense, la fibre devient transparente à ce mode, alors qu'elle atténue les modes moins intenses jusqu'à ce qu'ils disparaissent pour ne laisser qu'une opération monomode au laser. Ce principe est couramment utilisé dans les lasers à modes bloqués afin de ne faire gagner la compétition de modes qu'aux modes principaux. Cela permettrait d'utiliser une grande longueur de fibre, facilitant la génération en cascade Brillouin, tout en obtenant une opération monomode du laser.

Enfin, une technique hybride proposée par Liu *et al.* [185] est d'utiliser une courte longueur de fibre à l'erbium non pompée insérée dans une boucle annexée à la cavité principale où le mode correspondant au ratio des deux FSRs est favorisé et on vient ainsi filtrer les modes latéraux non désirables ce qui en résulte en une opération SLM [185, 190]. Cette technique pourrait s'avérer utile également pour le senseur Brillouin à haute sensibilité, alors qu'ils ont montré en utilisant cette technique qu'il était possible d'obtenir une précision sur la lecture du battement extrêmement élevée, et ce de façon croissante avec les ordres Stokes générés en cascade [191]. À priori, cette

méthode pourrait être implémentée dans le senseur présenté à l'article 3 de cette thèse, ce qui en améliorerait la précision sur la lecture de la température. Ce sujet sera abordé à la section suivante.

8.2 Senseur Brillouin distribué à haute sensibilité

Dans l'ensemble, cette nouvelle démonstration d'un senseur de température distribué Brillouin à haute sensibilité a bien fonctionné. Il reste du travail à accomplir pour le rendre compétitif d'un point de vue commercial, mais somme toute, la preuve de concept est intéressante et prometteuse pour les prochaines étapes. Ces dernières ainsi que des pistes de solutions sont proposées dans les prochaines sous-sections.

8.2.1 Potentiel du senseur

Le senseur présenté aux Chapitres 6 et 7, qui correspondent au second et troisième article respectivement, répond au second objectif fixé lors de cette thèse, soit à améliorer la sensibilité d'un senseur Brillouin distribué en utilisant les Stokes d'ordre supérieur pour la première fois. Il a été possible de construire ce senseur à l'aide de composants commerciales tout en restant abordable. En effet, avec la technique auto-hétérodyne proposée à l'article 2 et réutilisée dans l'article 3, il est possible de n'utiliser que des analyseurs de spectre à basse fréquence, peut-être même des oscilloscopes ou cartes d'acquisitions rapides, pour faire la détection du battement fréquentiel entre la cavité laser circulaire de référence et celle de test.

Bien que cette preuve de concept n'ait permis de démontrer le principe qu'avec six et quatre ordres Stokes dans le cas non distribué et distribué respectivement, on est en droit de croire qu'il serait possible d'augmenter considérablement la sensibilité en générant davantage d'ondes Stokes d'ordres supérieurs. En effet, en se basant sur la littérature, on constate que bien plus d'ordres Stokes ont été générés (jusqu'à plusieurs centaines), il serait ainsi possible, en théorie, d'augmenter la sensibilité par ce facteur. En utilisant des fibres hautement non linéaires au lieu de la SMF-28 par exemple ou encore en modifiant les mécanismes de gain qui interviennent dans le laser (ce qui sera discuté davantage à la sous-section 8.2.1.3) il serait possible de générer davantage de Stokes. Toutefois, comme dans tout détecteur, il y a souvent un compromis à faire entre haute sensibilité et grande résolution. Ce capteur n'en fait pas exception puisque la génération SBS dépend en partie de la longueur du milieu de gain, qui dicte la résolution spatiale du senseur Brillouin. Ainsi plus

on souhaite générer d'ondes Stokes d'ordre supérieur et plus il faudra augmenter la puissance de pompe pour une longueur fixe ou en contrepartie, perdre de la résolution spatiale.

Dans le cas du capteur présenté à l'article 3, la résolution spatiale était d'environ 225 m, ce qui est beaucoup plus que les DTSS traditionnels, qui atteignent aujourd'hui quelques centimètres avec encodage, ou quelques mètres sans encodage. Il s'agit d'un point qui reste à être amélioré. Pour ce faire, l'amélioration de l'extinction provoquée par les AOMs ainsi que la modification du contrôle de gain par un gain Raman au lieu du gain des amplificateurs à l'erbium, sont des pistes de solutions proposées qui sont énumérées au Tableau 8.2 et explicitées aux prochaines sous-sections.

Tableau 8.2 : Liste des problèmes liés au capteur de température Brillouin à haute sensibilité et les solutions qui sont proposées pour améliorer ses performances.

Problème	Cause	Solution
Modulation avec EOMs inadéquate	La polarisation varie constamment le long de km de fibre donc signal modulant est atténué constamment	Emploi d'AOMs indépendants en polarisation
Résolution spatiale et sensibilité obtenue trop faibles à 225m et 4 Stokes	L'extinction à l'ordre zéro des AOMs n'est que de 10 dB	Prendre les ordres +1 et -1 sur un double AOM → >50 dB
	Temps de montée/descente trop lent à 70 ns	Modification des AOMs utilisés. Peut facilement atteindre 10 ns
SBS générée sur toute la fibre et donc perte de sensibilité	ASE trop présente dans la cavité et limite le gain des EDFAs dans la cavité.	Remplacer gain EDFA par gain Raman dans la fibre
	Extinction des AOMs trop faible	Prendre les ordres +1 et -1 sur un double AOM → >50 dB

8.2.1.1 Choix des modulateurs

Il avait été établi auparavant, soit au début de cette thèse, que l'utilisation de modulateurs électro-optiques était souhaitable pour faire la modulation de la cavité du capteur. De nombreux tests ont été entrepris avec deux EOMs au lieu des AOMs présents dans ce qui a été présenté à l'article 3.

Bien qu'en principe, il serait possible, d'utiliser des EOMs, ces derniers, contrairement aux AOMs sont dépendant en polarisation. Puisque la cavité du senseur mesure typiquement quelques kilomètres, il devient très complexe, voire impossible, de maintenir la polarisation le long du circuit optique. Ainsi, la lumière qui arrive au EOMs n'est pas polarisée de façon optimale et une grande partie de la lumière est ainsi perdue, ce qui diminue considérablement l'efficacité d'extinction des EOMs. La polarisation peut être contrôlée et optimisée, mais ce contrôle doit être actif, car toute perturbation de température peut changer la polarisation dans le parcours, ce qui est attendu d'un senseur thermique. Des solutions comportant plusieurs EOMs ont été envisagées afin d'éliminer l'effet de la polarisation sur ces derniers, mais sans grand succès et rendant le senseur encore plus compliqué en termes d'électronique de contrôle, c'est donc à ce moment-là que le choix d'utiliser des AOMs s'est imposé.

8.2.1.2 Optimisation des modulateurs

Les AOMs ont prouvés leur utilité comme en témoigne l'article 3 contenu dans cette thèse. Il y a tout de même place à amélioration. Pour générer localement un peigne de fréquence SBS, il faut que l'extinction des AOMs soit la plus grande possible afin de s'assurer que la cSBS ne se génère uniquement qu'à la position de chevauchement des deux AOMs. Cependant, il fallait utiliser la sortie à l'ordre 0 des AOMs dont l'extinction est de 10 dB, puisqu'à l'ordre 1, il y a un décalage de fréquence de 55MHz (imposé par la fréquence formant l'onde stationnaire dans le cristal du modulateur) qui se serait perpétuée à chaque fois que la lumière aurait complété un passage complet de la cavité, ce qui aurait empêché la génération cSBS. Ce faible taux d'extinction a ainsi fortement limité la puissance de pompe jusqu'au seuil de génération cSBS dans toute la fibre, ce qui a grandement contraint le nombre d'ondes Stokes qu'il était possible de générer. Or, plus on souhaite obtenir une résolution spatiale petite, plus la période d'ouverture des modulateurs doit être petite. Pour générer plus d'ondes Stokes, on doit augmenter la puissance de pompe et le gain dans la cavité. C'est alors que l'extinction des AOMs devient insuffisante et la génération cSBS se produit sur toute la fibre plutôt qu'uniquement sur la région souhaitée. De plus, bien qu'il ait été impossible de générer un spectre dans quelques dizaines de nanosecondes, le temps de montée et de descente des modulateurs, soit dans le cas du montage expérimental de 140 ns, limitait le minimum de temps d'ouverture et donc de résolution spatiale qu'il était possible d'obtenir.

Ces problèmes peuvent facilement être compensés dans un montage futur. En effet, il serait envisageable d'utiliser deux AOMs dans chaque branche et de passer par l'ordre +1 et -1 des deux AOMs pour ainsi avoir un décalage en fréquence nul, mais avec un ratio d'extinction extrêmement élevé (> 50 dB). Ce genre d'AOMs existe de façon commerciale. De plus, les modulateurs que nous avons en notre possession avaient un temps de montée/descente très lent, toutefois, de nombreux AOMs possèdent des temps de montée/descente de l'ordre de 10 ns améliorant considérablement la résolution spatiale théorique qu'il serait possible d'obtenir. À 10 ns, on entre dans la durée du temps de vie des phonons acoustiques d'une fibre optique standard et la SBS elle-même devient difficile à générer, car l'interaction avec les phonons devient moins efficace.

8.2.1.3 Utilisation du gain Raman

Un autre facteur limitant insoupçonné au départ fut l'influence dévastatrice de l'ASE dans la cavité. Plus le temps d'ouverture des AOMs est petit et plus ça devient compliqué de générer des ondes Stokes ayant un SNR assez élevé pour être discrétisé du bruit. En effet, le niveau d'ASE monte significativement du fait que les EDFAs dans la cavité doivent être poussés à de plus grandes puissances de pompe et donc générer plus d'ASE qui recircule dans la cavité et est ensuite réamplifié. Même l'utilisation d'un filtre optique passe-bande d'environ 1 nm à 3 dB n'a pas suffi pour limiter l'influence de l'ASE. Le signal de battement entre la cavité de référence et de test devient également extrêmement difficile à mesurer plus l'ASE s'intensifie.

Une alternative intéressante serait d'utiliser du gain Raman plutôt que des amplificateurs à l'erbium. Cela viendrait considérablement réduire le niveau de bruit comparativement aux EDFAs. En effet, la figure de bruit d'un amplificateur Raman commercial comparativement à un EDFA commercial, pour un gain similaire est inférieure de plus de 3 dB. Malheureusement, dans le cadre de cette thèse, cette avenue n'a pas pu être explorée, car nous ne possédions pas de diode laser de pompe autour de 1450 nm permettant de générer le peigne cSBS dans la région de fonctionnement des AOMs et des appareils de détection (soit la bande C). Il serait intéressant d'étudier cette avenue dans un projet futur.

Ceci complète la partie sur le senseur de température distribué à haute sensibilité. Puisque l'effet Brillouin est dépendant également des contraintes appliquées sur la fibre, une analyse de la variation des contraintes en fonction de l'ordre Stokes a été menée dans le cadre de ces études, sans avoir toutefois été publié dans un journal. De plus, un survol des méthodes employées pour

permettre au senseur Brillouin de détecter les deux modalités simultanément est effectué. Enfin, un sommaire en conclusion de chapitre revient sur les différentes techniques de détection distribuées existantes, soit les senseurs Brillouin de température et de contrainte distribués ainsi que les senseurs utilisant des réseaux de Bragg, la diffusion Rayleigh et la diffusion Raman, sont comparées entre elles.

8.2.2 Senseur de contrainte à haute sensibilité

Le travail a ciblé principalement les mesures de variation en température. Toutefois, bien qu'elles n'aient pas été publiées, des mesures non distribuées de variation des contraintes ont également été effectuées lors de ces études doctorales. Au lieu de placer un rouleau de fibre optique dans une chambre thermique, une plus courte distance de fibre, soit approximativement 20 m, a été enroulée entre deux cylindres où l'un d'eux était installé sur une platine de translation linéaire. Les mêmes étapes de préparation que pour le senseur de température non distribué ont été effectuées. La Figure 8.4 a) montre les spectres obtenus à l'ESA, tandis qu'à la Figure 8.4b) présente les pentes obtenues en fonction des ordres Stokes mesurés.

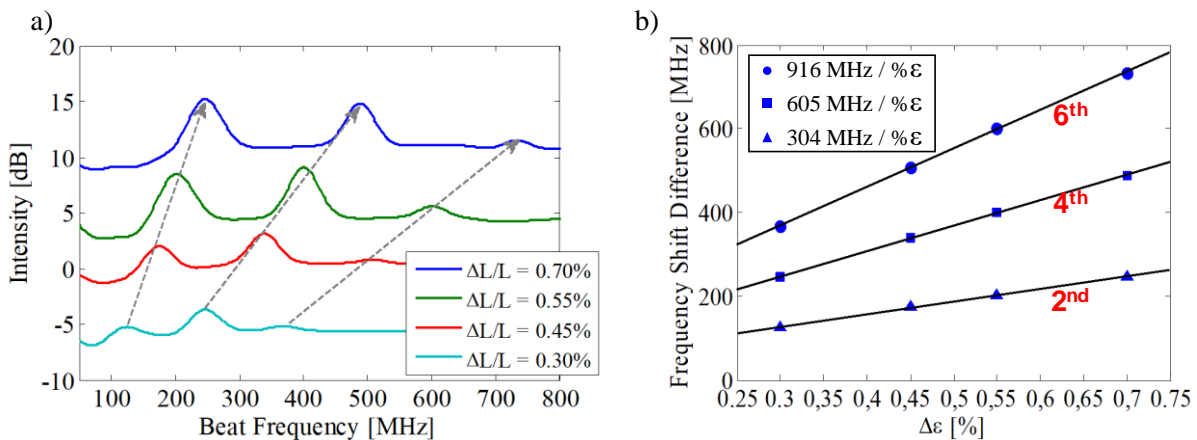


Figure 8.4 : Résultats montrant l'accroissement de sensibilité avec les ordres Stokes. a) Spectre de battement de fréquences pour différentes contraintes appliquées sur la fibre sous tests où plus l'ordre Stokes est élevé et plus le battement augmente rapidement (les courbes ont été intentionnellement décalées verticalement pour faciliter la visualisation). b) Diagramme de sensibilité du décalage de fréquence Brillouin avec les contraintes montrant la pente (sensibilité) augmentant pour différents ordres Stokes observés.

La variation de la pente en fonction des ordres Stokes est quant à elle tracée à la Figure 8.5 où en a) cette pente correspond à la température et en b) aux contraintes.

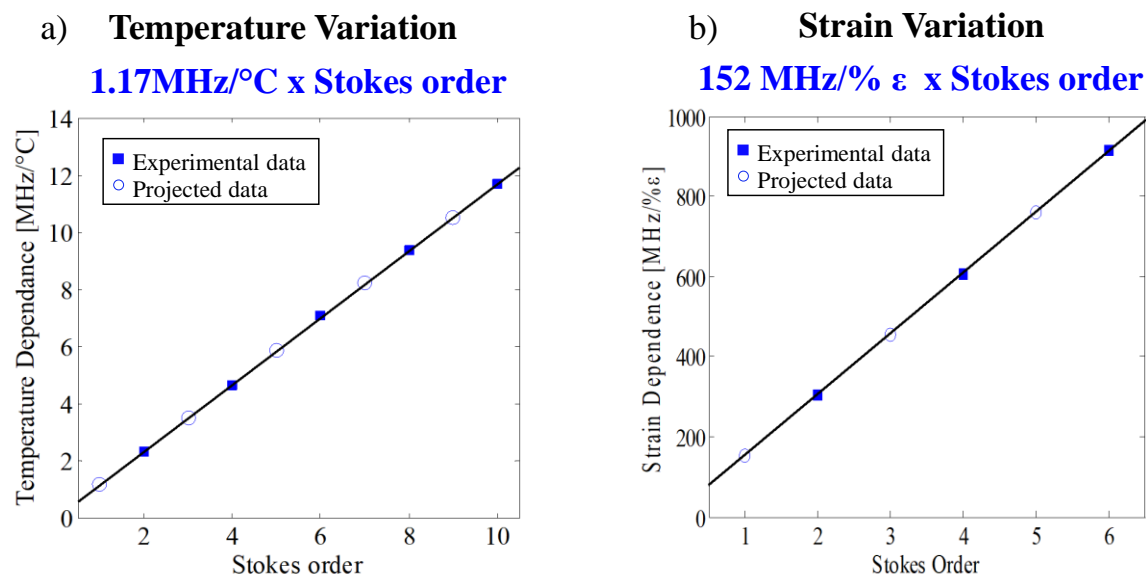


Figure 8.5 : Variation de la pente (sensibilité) d'un senseur Brillouin a) de température et b) de contraintes en fonction de l'ordre Stokes observé. Plus l'ordre Stokes est élevé et plus la sensibilité du senseur est grande.

Bien que partielle, cette démonstration d'accroissement de la sensibilité vis-à-vis des contraintes pousse à croire qu'un senseur distribué est possible. Qu'en est-il d'incorporer les deux modalités ensemble dans un même senseur?

8.2.3 Double modalité (contraintes et température)

Bien que le sujet n'ait pas été abordé dans le cadre de cette thèse, il existe certaines méthodes pour conjuguer les deux modalités de détection simultanément. Une technique récente a par exemple employé une fibre à deux cœurs permettant de mesurer simultanément une variation en température et en contraintes [192]. Les premières expériences ont été proposées il y a plus de vingt ans, alors qu'ils observèrent les pertes du signal Brillouin pour mesurer à la fois les deux modalités en ségréguant des sections de 100 m de fibre sous tension puis au repos et placées dans une chambre thermique contrôlée [174]. Il ne s'agissait alors pas d'un senseur entièrement distribué comme il fut rapporté quelques années plus tard par Parker *et al.* [193] en mesurant simultanément le décalage fréquentiel et la distribution de puissance Brillouin.

Il serait intéressant, dans une analyse future, de voir s'il est possible de combiner ces modalités tout en gardant une sensibilité accrue. L'utilisation d'une fibre à deux cœurs semble moins propice, à première vue pour l'implantation dans un senseur Brillouin circulaire à haute sensibilité tel que celui proposé lors de cette thèse. Toutefois, une mesure en temps réel des contraintes et de la température serait potentiellement possible en utilisant la technique proposée par Kwon *et al.* [194] où sur un système BOTDA, similaire à ce qui a été présenté lors de cette thèse, le système mesure une fibre sensible en tension puis une seconde fibre placée en continuité repasse au même endroit, mais où seule la dépendance en température est mesurée.

8.2.4 Comparaison avec les autres technologies

Pour mieux comprendre la détection distribuée par diffusion Brillouin, il est important d'analyser les technologies optiques concurrentes. Avant de voir apparaître des méthodes de détection entièrement distribuée, des méthodes quasi distribuées furent développées à l'aide de réseaux de Bragg. En les plaçant à intervalles réguliers, ils peuvent détecter des variations de contraintes ou de température, alors que l'intervalle détermine la résolution spatiale du détecteur. Bien que ce schéma puisse donner une très bonne résolution (FBG de mm de longueur) et une sensibilité extrême, il est plutôt coûteux de réaliser un capteur FBG quasi distribué à haute résolution sur des longueurs de plusieurs kilomètres, car des milliers de FBG doivent être fabriqués. Par conséquent, cette méthode est plutôt limitée par le coût.

Des capteurs distribués parfaits ont également été mis en évidence avec la diffusion Rayleigh et Raman dans les fibres optiques. La méthode Rayleigh utilise les défauts aléatoires présents dans toute fibre optique fabriquée, puis détecte la lumière diffusée retournant vers le détecteur. La méthode dans le domaine temporel mène à une faible résolution et la détection s'effectue par la mesure de la perte du signal Rayleigh en fonction de la température, qui dépend également du matériau. Une technique employant la polarisation peut aussi être utilisée afin d'améliorer la résolution et la distance de mesure de cette technique, mais à ce moment-là, la mesure devient également dépendante de la tension. La technique plus récente dans le domaine de Fourier donne une résolution encore meilleure, permettant de réellement détecter les défauts Rayleigh, mais requière des équipements d'acquisition à haute fréquence et donc onéreux. Comme avec les FBGs, lorsque la température ou la déformation change, l'espacement entre les défauts s'en voit varier également, permettant à l'observateur de corrélérer une variation locale de température ou

déformation dans le diagramme de diffusion Rayleigh observé. Ce système nécessite une haute résolution spatiale (plage du mm) pour pouvoir observer ces défauts, ce qui limite fortement la longueur totale pouvant être mesurée (quelques dizaines à centaines de mètres). La résolution spatiale réelle de la détection est plus grande, car elle doit corrélérer autant de défauts que possible pour obtenir une mesure de température de manière acceptable.

La méthode de détection distribuée par diffusion Raman utilise la haute sensibilité de l'intensité anti-Stokes avec la température, par rapport au décalage de l'onde Stokes. Par conséquent, en comparant l'intensité anti-Stokes et Stokes le long de la fibre en utilisant la méthode de réflectomètre dans le domaine temporel, une mesure de température peut être faite. Cependant, comme il est bien connu que l'onde anti-Stokes possède une très faible intensité, une impulsion très intense est nécessaire pour générer un signal acceptable. Ce signal faible limite donc la longueur du capteur et nécessite une détection plus sensible et des impulsions de pompe d'énergie plus élevées, donc un système plus coûteux.

Les caractéristiques de chaque technologie sont résumées au Tableau 8.3. Comme on peut le voir, l'avantage principal de la détection Brillouin est dans le rapport résolution / distance. En effet, la détection Brillouin distribuée est la seule technologie optique pouvant atteindre des centaines de kilomètres, tout en conservant une résolution dans l'ordre du mètre (ou moins) ainsi qu'un coût réduit. Cependant, ce n'est pas la méthode la plus appropriée pour de courtes distances, où d'autres technologies moins coûteuses (Rayleigh) ou plus sensibles (FBG, Raman) peuvent facilement dépasser un capteur Brillouin.

Tableau 8.3 : Comparaison des différents capteurs de température ou de contraintes distribués disponibles sur le marché avec leurs différentes caractéristiques.

Méthode	Variables	Résolution capteur	Résolution spatiale	Distance	Complexité & coûts
FBGs quasi distribués	Température & déformation	Petite (10-100 mK)	Très petite (mm)	Limitée par les coûts élevés	Grande (analyse du signal)
Rayleigh temporel	Température & déformation	Grande (2-5 °C)	Grande (10 m)	Courte - Moyenne (0.1-1 km)	Simple
Rayleigh fréquentiel	Température & déformation	Grande (3-5 °C)	Petite (cm)	Courte (100 m)	Grande (hautes fréquences)
Raman temporel	Température	Grande (2-5 °C)	Moyen - Grande (1-10 m)	Moyen (10 km)	Grande (faible signal)
Brillouin temporel	Température & déformation	Moyenne (<1 to 2 °C)	Petite - Grande (cm-m)	Moyen - Grande (10-100 km)	Moyen (analyse du signal)
Brillouin fréquentiel	Température & déformation	Grande (<10µε)	Petite (mm-cm)	Très Courte - Moyenne (0.01-1 km)	Moyen (analyse du signal)

Ceci dit, la détection à l'aide de la diffusion Brillouin suscite un intérêt croissant pour ses avantages en détection distribuée à longue distance. En effet la diffusion Brillouin est une technique assez simple à mettre en œuvre compte tenu de ce que l'on gagne en précision et distance, bien que pour repousser les limites de la détection distribuée, des schémas complexes de BOTDA ont été démontrés. Sa sensibilité à la température et à la déformation ainsi que la possibilité de l'appliquer avec la fibre la plus répandue au monde rendent la détection Brillouin adaptable à de nombreuses applications industrielles. L'ajout de l'amélioration en sensibilité proposée dans le cadre de cette thèse offre un nouvel outil aux senseurs Brillouin distribués comparativement à leurs homologues.

CHAPITRE 9 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Le travail présenté dans le cadre de cette thèse traite de la conception, la fabrication, la modélisation ainsi que de l'utilisation de lasers MWBEFLs. Le premier objectif de cette thèse était d'apporter une meilleure compréhension des mécanismes et des enjeux régissant ce type de laser de par une meilleure compréhension des interactions entre les différentes ondes constituant ce peigne de fréquence Brillouin. L'influence du choix de la cavité fibrée et du type de milieu de gain utilisé était également ciblés. Cette analyse s'est faite à deux niveaux, soit dans un premier temps d'un point de vue fréquentiel, sujet déjà bien couvert dans la littérature et en second lieu d'un point de vue temporel, où un trou existait. Cette analyse temporelle présentée à l'article 1 est majeure, car elle a permis de mieux expliquer les processus d'échange d'énergie en place dans ce type de laser et vient combler ce trou dans la littérature en plus de compléter l'analyse que nous avons commencé en 2012.

La grande conclusion de cet article 1 est que bien qu'attrayant tant pour une source WDM ou comme horloge optique, les lasers MWBEFLs sont loin d'être simple à opérer de façon stable temporellement. Le problème est inhérent au fondement même de la diffusion Brillouin, qui pour se générer facilement requiert soit un matériau avec un coefficient non linéaire très élevé, ce qui peut s'avérer très coûteux et difficile d'utilisation ou bien il faut utiliser une très grande longueur de fibre pour pouvoir générer une onde Stokes Brillouin. Pour obtenir l'effet en cascade, il faut placer la fibre dans une cavité, typiquement Fabry-Pérot ou circulaire, ce qui introduit la présence de modes de cavité. Plus la fibre est longue et plus il y aura des modes de cavité sous chaque courbe de gain des ondes Stokes en cascade. Ceci introduit invariablement une instabilité temporelle, puisque ces derniers sont très sensibles aux perturbations environnantes telles que la température et sont susceptible de sauter d'un à l'autre lors d'un passage de la lumière dans la cavité ou encore de se compétitionner faisant opérer le laser MWBEFL dans un régime hautement multimode. De nombreuses configurations ont été testées lors de cette thèse et les plus prometteuses ont été abordées dans le cadre de l'article 1, sans toutefois que les résultats obtenus ne diffèrent c'est-à-dire que les lasers MWBEFLs à longue cavité sont instables temporellement et n'offrent pas une réelle alternative comme source DWM ou horloge optique. Un nouveau modèle théorique a été mis sur pied afin de valider les observations expérimentales avec une bonne corrélation entre les deux.

Il n'en demeure pas moins que des pistes de solutions ont été apportées afin de pallier à ce problème inhérent. La solution proposée est d'utiliser une cavité beaucoup plus courte afin qu'un seul mode de cavité soit présent sous chaque onde Stokes. Bien que cela ne règle pas le problème lié aux variations externes pouvant faire sauter la cavité d'un mode à l'autre, une cavité plus courte entraînera un espacement modal en fréquence plus grande qui sera donc plus robuste aux influences externes, puisqu'il faudra une plus grande variation de température pour changer de modes.

Le principe de la courte cavité avait par ailleurs été repris et analysé temporellement pour une courte fibre [69] ainsi qu'une puce [118] de chalcogénure avec une bonne stabilité temporelle. Toutefois, le chalcogénure est un matériau ne résistant pas bien aux hautes intensités laser nécessaires pour générer de nombreuses ondes Stokes Brillouin en cascade, comme l'ont montré ces articles où seulement quelques ondes Stokes ont été générées avant d'atteindre un seuil de dommage du verre de chalcogénure n'offrant donc pas une solution optimale. Basée sur les travaux de Liu *et al.* [119], la conception d'une cavité courte avec une fibre HNLF a été faite dans le cadre de ces travaux [189]. Les résultats préliminaires semblent converger vers une opération monomode du laser, il reste cependant à poursuivre l'analyse dans le domaine temporel, afin de voir si le laser est stable et peut permettre d'être employé comme horloge optique ou source WDM. Il n'en demeure pas moins que des réserves sont émises dans le cas d'une source WDM, car la puissance requise pour générer quelques ondes Stokes dans quelques mètres de fibre HNLF est très grande, il semble donc peu probable de pouvoir générer des dizaines d'ondes Stokes dans une si courte cavité laser.

Un autre problème souvent observé dans la littérature est l'apparition d'une oscillation laser non désirée aux hautes longueurs d'onde causée par le fort gain de l'erbium initial (au-dessus du seuil) dans ces régions, ce qui vient limiter la puissance transmise aux ondes Stokes et détériore du même coup les performances du laser MWBEFL. Une solution utilisant un amplificateur à l'erbium à gain bloqué a été également proposée dans cette thèse [188]. En centrant deux FBGs à une longueur d'onde arbitraire, dont la fibre à l'erbium est placée de part et d'autre, l'EDFA est forcé de se dépleter, n'offrant plus la possibilité à des modes arbitraires de gagner la compétition de gain, tout en gardant un réservoir à photons disponibles pour amplifier les ondes Stokes Brillouin. Ce principe permet d'accorder en fréquence l'émission du laser sur toute la bande C sans avoir recours à des techniques qui nécessitent un ajustement constant de l'expérimentateur comme l'utilisation d'un filtre accordable ou d'une boucle de Sagnac.

Déoulant de l'analyse présentée à l'article 1, un système de senseur de température à haute sensibilité a été développé sur la base des MWBEFLs. Une nouvelle méthode dans l'univers déjà riche des senseurs basés sur la diffusion Brillouin a été mise de l'avant avec une toute nouvelle approche c'est-à-dire en utilisant les ondes Stokes d'ordres supérieurs ce qui a permis d'améliorer la sensibilité du détecteur comparativement à ce qui se retrouve dans la littérature. Cela répond au deuxième objectif de cette thèse qui était de trouver une manière d'améliorer la sensibilité des détecteurs Brillouin, chose qui n'avait à ce jour pas été proposée, les groupes de recherche se concentrant en priorité sur l'amélioration de la résolution spatiale de la distance de mesure maximale.

L'article 2 permet de jeter les bases de cette technique obtenant une amélioration de six fois (et potentiellement plus) la sensibilité d'un détecteur standard dans un contexte non distribué. Il propose également une solution au problème de détection des ondes Stokes d'ordre élevé. Puisque la détection de ce genre de senseur se fait typiquement par mesure hétérodyne, il a fallu trouver une solution pour détecter les ordres Stokes très élevés; ceux-ci pouvant être à plus de 100 GHz de la pompe, nécessitant des appareils de détection extrêmement coûteux. La solution proposée fut d'employer une technique auto-hétérodyne. Pour ce faire, un duplicata de la cavité MWBEFL est créé et utilise le même laser de pompe que la cavité sous test afin de générer des ondes Stokes en cascade. Ce dernier est toutefois laissé à température et tension constante et on vient comparer le battement entre les mêmes ordres Stokes produits par la cavité de référence et celle sous test. Cela permet de ramener le spectre de battement vers les basses fréquences qui peut ainsi être collecté grâce à un détecteur à faible coût.

Afin de rendre ce senseur attrayant pour l'industrie, il a fallu user d'ingéniosité dans le but de convertir ce dispositif en senseur entièrement distribué, ce dont traite l'article 3. Pour ce faire, des modulateurs acousto-optiques ont été insérés dans la cavité sous test afin de contrôler le temps et l'endroit où se génère la diffusion Brillouin en cascade. Plus la durée d'ouverture des AOMs est courte et meilleure en sera la résolution spatiale, qui elle est déterminée par le produit de convolution des deux AOMs qui laissent passer la lumière dans chacune des directions. Cette technique a permis de créer le premier senseur Brillouin de température distribué à haute sensibilité où une mesure à quatre fois la sensibilité normale a été obtenue.

Cependant, la résolution spatiale obtenue, soit de 225 m, était moins bonne que désiré. Le facteur limitant principal a été ciblé et il s'agit de la faible extinction des modulateurs AOMs, soit d'environ 10 dB, tout comme le temps de montée/descente de ceux-ci. La solution proposée est d'utiliser des AOMs faisant intervenir l'ordre +1 et -1 en série avec un temps de montée beaucoup plus court, ce qui ne devrait pas poser de problème puisqu'il s'agit d'un dispositif disponible commercialement.

De plus, l'utilisation du gain Raman plutôt que celui à l'erbium a été recommandée, car il s'est avéré évident lors de ces travaux, que plus on tentait de diminuer la durée d'ouverture des AOMs et plus l'ASE devenait présente dans le signal détecté, limitant considérablement le rapport signal sur bruit au détecteur. Avec du gain Raman, le bruit par amplification spontanée pourrait en être diminué considérablement au profit du signal Brillouin généré.

En conclusion, les contributions présentées dans le cadre de cette thèse ont mené à une meilleure compréhension des lasers MWBEFLs et il a été démontré les limitations de ces derniers dans un but de les employer comme source WDM ou encore comme horloge optique lorsque la cavité les composant est trop longue (c.-à-d. lorsque plusieurs modes de cavité se retrouvent sous la courbe de gain des ondes Stokes). Toutefois, des pistes de solutions ont été proposées afin de palier à ce problème, soit en utilisant une très courte longueur de cavité (quelques mètres tout au plus pour qu'un seul mode de cavité soit présent dans la courbe de gain des ondes Stokes) ainsi que l'utilisation d'un amplificateur EDFA à gain bloqué, facilitant la génération des ondes Stokes au détriment des modes aléatoires de cavité souvent présente dans la compétition de gain et qui proviennent de l'ASE générée par l'EDFA. D'autres analyses seront nécessaires afin de valider que des lasers MWBEFLs à courte longueur puissent être utilisés comme source WDM ou horloge optique. Enfin, la première démonstration d'un senseur de température à haute sensibilité, qui plus est, distribuée a été proposée dans le cadre de ces travaux. Les résultats obtenus font état d'une amélioration de quatre fois la sensibilité des senseurs commerciaux. Bien que modeste comme amélioration, de nombreuses pistes de solutions ont été proposées afin d'améliorer davantage les performances du senseur. Par exemple, en améliorant le ratio d'extinction des AOMs, en utilisant du gain Raman plutôt qu'à l'erbium, en diminuant le temps de montée / descente des AOMs ou encore en utilisant un filtre avec une fibre à l'erbium non pompée afin de filtrer les modes de cavités permettant une opération monomode du senseur. Des tests plus élaborés en lien avec les contraintes appliqués sur le senseur sont envisagés dans des analyses futures.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. Brillouin, "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. Influence de l'agitation thermique," *Ann. Phys.*, vol. 17, pp. 88-122, 1922.
- [2] E. Hagenlocker and W. Rado, "Stimulated Brillouin and Raman scattering in gases," *Applied Physics Letters*, vol. 7, pp. 236-238, 1965.
- [3] R. D. Mountain, "Thermal relaxation and Brillouin scattering in liquids," *J. Res. Natl. Bur. Stand. A*, vol. 70, pp. 207-220, 1966.
- [4] J. Budin, A. Donzel, J. Ernest, and J. Raffy, "Stimulated Brillouin scattering in glasses," *Electronics Letters*, vol. 3, pp. 31-33, 1967.
- [5] T. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493-494, 1960.
- [6] K. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," in *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 1966, pp. 1151-1158.
- [7] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, pp. 233-237, 2002.
- [8] R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. Knight, W. Wadsworth, and P. S. J. Russell, "Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy," *Physical Review Letters*, vol. 85, p. 2264, 2000.
- [9] D. Braje, L. Hollberg, and S. Diddams, "Brillouin-enhanced hyperparametric generation of an optical frequency comb in a monolithic highly nonlinear fiber cavity pumped by a cw laser," *Physical Review Letters*, vol. 102, p. 193902, 2009.
- [10] J. Li, H. Lee, and K. J. Vahala, "Microwave synthesizer using an on-chip Brillouin oscillator," *Nature Communications*, vol. 4, 2013.
- [11] M. Al-Mansoori, M. K. Abd-Rahman, F. Mahamd Adikan, and M. Mahdi, "Widely tunable linear cavity multiwavelength Brillouin-Erbium fiber lasers," *Optics Express*, vol. 13, pp. 3471-3476, 2005.
- [12] C. A. Brackett, "Dense wavelength division multiplexing networks: Principles and applications," *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, vol. 8, pp. 948-964, 1990.
- [13] D. L. Butler, J. S. Wey, M. W. Chbat, G. L. Burdge, and J. Goldhar, "Optical clock recovery from a data stream of an arbitrary bit rate by use of stimulated Brillouin scattering," *Optics Letters*, vol. 20, pp. 560-562, 1995.
- [14] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 1, pp. 107-108, 1989.
- [15] D. Culverhouse, F. Farahi, C. Pannell, and D. Jackson, "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors," *Electronics Letters*, vol. 25, pp. 913-915, 1989.

- [16] R. G. Harrison, P. M. Ripley, and W. Lu, "Observation and characterization of deterministic chaos in stimulated Brillouin scattering with weak feedback," *Physical Review A*, vol. 49, p. R24, 1994.
- [17] V. Lecoche, S. Randoux, B. Ségard, and J. Zemmouri, "Dynamics of a Brillouin fiber ring laser: Off-resonant case," *Physical Review A*, vol. 53, p. 2822, 1996.
- [18] S. Loranger, V. Lambin-Iezzi, and R. Kashyap, "Demonstration of an ultra-high frequency picosecond pulse generator using an SBS frequency comb and self phase-locking," *Optics Express*, vol. 20, pp. 19455-19462, 2012.
- [19] L. Rayleigh, "XLII. On the scattering of light by a cloud of similar small particles of any shape and oriented at random," *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 35, pp. 373-381, 1918/05/01 1918.
- [20] C. Raman and K. Krishnan, "A new type of secondary radiation," *Nature*, vol. 121, pp. 501-502, 1928.
- [21] G. Agrawal, "Stimulated Brillouin Scattering," in *Nonlinear fiber optics*, Elsevier, Ed., fourth ed San Diego: Elsevier, 2007.
- [22] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*: Academic press, 2003.
- [23] A. Küng, "L'émission laser par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques," Doctorat, Département d'électricité École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, 1997.
- [24] M. Nikles, L. Thevenaz, and P. A. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1842-1851, 1997.
- [25] A. Yeniay, J.-M. Delavaux, and J. Toulouse, "Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, p. 1425, 2002.
- [26] C. E. Mungan, M. I. Buchwald, and G. L. Mills, "All-solid-state optical coolers: History, status, and potential," *Cryocoolers*, vol. 14, pp. 539-548, 2007.
- [27] Y. Koyamada, S. Sato, S. Nakamura, H. Sotobayashi, and W. Chujo, "Simulating and designing Brillouin gain spectrum in single-mode fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, p. 631, 2004.
- [28] J. H. Lee, T. Tanemura, K. Kikuchi, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, *et al.*, "Experimental comparison of a Kerr nonlinearity figure of merit including the stimulated Brillouin scattering threshold for state-of-the-art nonlinear optical fibers," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 1698-1700, 2005.
- [29] N. Shibata, K. Okamoto, and Y. Azuma, "Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO₂-doped-core single-mode fibers," *JOSA B*, vol. 6, pp. 1167-1174, 1989.
- [30] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and R. Derosier, "Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical-fibre characterisation," *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 1011-1013, 1986.

- [31] A. Melloni, M. Frasca, A. Garavaglia, A. Tonini, and M. Martinelli, "Direct measurement of electrostriction in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 23, pp. 691-693, 1998.
- [32] D. Heiman, D. Hamilton, and R. Hellwarth, "Brillouin scattering measurements on optical glasses," *Physical Review B*, vol. 19, p. 6583, 1979.
- [33] K. Y. Song, K. S. Abedin, K. Hotate, M. González Herráez, and L. Thévenaz, "Highly efficient Brillouin slow and fast light using As₂Se₃ chalcogenide fiber," *Optics Express*, vol. 14, pp. 5860-5865, 2006.
- [34] K. S. Abedin, "Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As₂Se₃ chalcogenide fiber," *Optics Express*, vol. 13, pp. 10266-10271, 2005.
- [35] A. Villafranca, J. Lázaro, and I. Garcés, "Stimulated Brillouin scattering gain profile characterization by interaction between two narrow-linewidth optical sources," *Optics Express*, vol. 13, pp. 7336-7341, 2005.
- [36] V. Lambin-Iezzi, S. Loranger, M. Saad, and R. Kashyap, "Stimulated Brillouin scattering in SM ZBLAN fiber," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 359, pp. 65-68, 2013.
- [37] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering," *Applied Optics*, vol. 11, pp. 2489-2494, 1972.
- [38] G. C. Valley, "A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 704-712, 1986.
- [39] P. Narum, M. D. Skeldon, and R. W. Boyd, "Effect of laser mode structure on stimulated Brillouin scattering," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 2161-2167, 1986.
- [40] E. Lichtman and A. Friesem, "Stimulated Brillouin scattering excited by a multimode laser in single-mode optical fibers," *Optics Communications*, vol. 64, pp. 544-548, 1987.
- [41] M. Tateda, T. Horiguchi, T. Kurashima, and K. Ishihara, "First measurement of strain distribution along field-installed optical fibers using Brillouin spectroscopy," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 1269-1272, 1990.
- [42] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, "Thermal effects of Brillouin gain spectra in single-mode fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2, pp. 718-720, 1990.
- [43] S. Le Floch and P. Cambon, "Study of Brillouin gain spectrum in standard single-mode optical fiber at low temperatures (1.4–370 K) and high hydrostatic pressures (1–250 bars)," *Optics Communications*, vol. 219, pp. 395-410, 2003.
- [44] R. Vacher, E. Courtens, and M. Foret, "Anharmonic versus relaxational sound damping in glasses. II. Vitreous silica," *Physical Review B*, vol. 72, p. 214205, 2005.
- [45] D. Cotter, "Suppression of stimulated Brillouin scattering during transmission of high-power narrowband laser light in monomode fibre," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 638-640, 1982.
- [46] X. Mao, R. Tkach, A. Chraplyvy, R. Jopson, and R. Derosier, "Stimulated Brillouin threshold dependence on fiber type and uniformity," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, pp. 66-69, 1992.

- [47] C. De Oliveira, C.-K. Jen, A. Z. Shang, and C. Saravanos, "Stimulated Brillouin scattering in cascaded fibers of different Brillouin frequency shifts," *JOSA B*, vol. 10, pp. 969-972, 1993.
- [48] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, "SBS threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 50-57, 1996.
- [49] A. Kobayakov, M. Sauer, and J. E. Hurley, "SBS threshold of segmented fibers," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2005, p. OME5.
- [50] A. Kobayakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Advances in Optics and Photonics*, vol. 2, pp. 1-59, 2010.
- [51] J. Boggio, J. Marconi, and H. Fragnito, "Experimental and numerical investigation of the SBS-threshold increase in an optical fiber by applying strain distributions," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, p. 3808, 2005.
- [52] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, "Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius," *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 668-669, 1995.
- [53] M. Ohashi and M. Tateda, "Design of strain-free-fiber with nonuniform dopant concentration for stimulated Brillouin scattering suppression," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, pp. 1941-1945, 1993.
- [54] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, "Performance of strain-free stimulated Brillouin scattering suppression fiber," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 549-554, 1996.
- [55] J. Ballato and P. Dragic, "Rethinking Optical Fiber: New Demands, Old Glasses," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 96, pp. 2675-2692, 2013.
- [56] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*: Springer, 2000.
- [57] D.-P. Zhou, L. Chen, and X. Bao, "Stimulated Brillouin scattering induced refractive index changes measurement in an optical fiber," in *OFS2012 22nd International Conference on Optical Fiber Sensor*, 2012, pp. 8421CC-8421CC-4.
- [58] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, *et al.*, "Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber," *Physical Review Letters*, vol. 94, p. 153902, 2005.
- [59] Y. Song, L. Zhan, J. Ji, Y. Su, Q. Ye, and Y. Xia, "Self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 486-488, 2005.
- [60] M. Merklein, B. Stiller, K. Vu, S. J. Madden, and B. J. Eggleton, "A chip-integrated coherent photonic-phononic memory," *arXiv preprint arXiv:1608.08767*, 2016.
- [61] Z. Zhu, D. J. Gauthier, and R. W. Boyd, "Stored light in an optical fiber via stimulated Brillouin scattering," *Science*, vol. 318, pp. 1748-1750, 2007.
- [62] V. Lambin Iezzi, S. Loranger, A. Harhira, R. Kashyap, M. Saad, A. Gomes, *et al.*, "Stimulated Brillouin scattering in multi-mode fiber for sensing applications," in *Fibre and Optical Passive Components (WFOPC), 2011 7th Workshop on*, Montreal, Canada, 2011, pp. 1-4.
- [63] K. Hill, B. Kawasaki, and D. Johnson, "CW Brillouin laser," *Applied Physics Letters*, vol. 28, pp. 608-609, 1976.

- [64] K. Hill, D. Johnson, and B. Kawasaki, "cw generation of multiple Stokes and anti-Stokes Brillouin-shifted frequencies," *Applied Physics Letters*, vol. 29, pp. 185-187, 1976.
- [65] K. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Applied Physics Letters*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.
- [66] L. Stokes, M. Chodorow, and H. Shaw, "All-fiber stimulated Brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold," *Optics Letters*, vol. 7, pp. 509-511, 1982.
- [67] D. R. Ponikvar and S. Ezekiel, "Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser," *Optics Letters*, vol. 6, pp. 398-400, 1981.
- [68] S. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications," *Optics Letters*, vol. 16, pp. 393-395, 1991.
- [69] T. F. Büttner, I. V. Kabakova, D. D. Hudson, R. Pant, C. G. Poulton, A. C. Judge, *et al.*, "Phase-locking and Pulse Generation in Multi-Frequency Brillouin Oscillator via Four Wave Mixing," *Scientific Reports*, vol. 4, 2014.
- [70] V. Lecoecue, S. Randoux, B. Segard, and J. Zemmouri, "Dynamics of stimulated Brillouin scattering with feedback," *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B*, vol. 8, p. 1109, 1996.
- [71] S. Huang, L. Thévenaz, K. Toyama, B. Kim, and H. Shaw, "Optical Kerr-effect in fiber-optic Brillouin ring laser gyroscopes," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 365-367, 1993.
- [72] P.-A. Nicati, K. Toyama, S. Huang, and H. J. Shaw, "Temperature effects in a Brillouin fiber ring laser," *Optics Letters*, vol. 18, pp. 2123-2125, 1993.
- [73] M. Pang, S. Xie, X. Bao, D.-P. Zhou, Y. Lu, and L. Chen, "Rayleigh scattering-assisted narrow linewidth Brillouin lasing in cascaded fiber," *Optics Letters*, vol. 37, pp. 3129-3131, 2012.
- [74] H. Cao, "Review on latest developments in random lasers with coherent feedback," *Journal of Physics A: Mathematical and General*, vol. 38, p. 10497, 2005.
- [75] K. S. Abedin, P. S. Westbrook, J. W. Nicholson, J. Porque, T. Kremp, and X. Liu, "Single-frequency Brillouin distributed feedback fiber laser," *Optics Letters*, vol. 37, pp. 605-607, 2012.
- [76] A. Loayssa, D. Benito, and M. J. Garde, "Optical carrier Brillouin processing of microwave photonic signals," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 1234-1236, 2000.
- [77] S. Norcia, S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.-P. Huignard, and R. Frey, "Efficient single-mode Brillouin fiber laser for low-noise optical carrier reduction of microwave signals," *Optics Letters*, vol. 28, pp. 1888-1890, 2003.
- [78] J. Geng, S. Staines, and S. Jiang, "Dual-frequency Brillouin fiber laser for optical generation of tunable low-noise radio frequency/microwave frequency," *Optics Letters*, vol. 33, pp. 16-18, 2008.

- [79] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake, and S. Jiang, "Actively stabilized Brillouin fiber laser with high output power and low noise," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2006, p. OThC4.
- [80] H. G. Winful, I. V. Kabakova, and B. J. Eggleton, "Model for distributed feedback Brillouin lasers," *Optics Express*, vol. 21, pp. 16191-16199, 2013.
- [81] H. Shin, W. Qiu, R. Jarecki, J. A. Cox, R. H. Olsson III, A. Starbuck, *et al.*, "Tailorable stimulated Brillouin scattering in nanoscale silicon waveguides," *Nature Communications*, vol. 4, 2013.
- [82] P. T. Rakich, C. Reinke, R. Camacho, P. Davids, and Z. Wang, "Giant enhancement of stimulated Brillouin scattering in the subwavelength limit," *Physical Review X*, vol. 2, p. 011008, 2012.
- [83] S. Loranger, V. Lambin-Iezzi, M. Wahbeh, and R. Kashyap, "Stimulated Brillouin scattering in ultra-long distributed feedback Bragg gratings in standard optical fiber," *Optics Letters*, vol. 41, pp. 1797-1800, 2016.
- [84] G. J. Cowle and D. Y. Stepanov, "Multiple wavelength generation with Brillouin/erbium fiber lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 1465-1467, 1996.
- [85] D. Y. Stepanov and G. J. Cowle, "Properties of Brillouin/erbium fiber lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, pp. 1049-1057, 1997.
- [86] Y. Song, L. Zhan, S. Hu, Q. Ye, and Y. Xia, "Tunable multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser with a polarization-maintaining fiber Sagnac loop filter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 2015-2017, 2004.
- [87] M. P. Fok and C. Shu, "Spacing-adjustable multi-wavelength source from a stimulated Brillouin scattering assisted erbium-doped fiber laser," *Optics Express*, vol. 14, pp. 2618-2624, 2006.
- [88] R. M. Sova, C.-S. Kim, and J. U. Kang, "Tunable all-fiber birefringence comb filters," in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002. OFC 2002*, 2002, pp. 698-699.
- [89] M. Fok, K. Lee, and C. Shu, "Waveband-switchable SOA ring laser constructed with a phase modulator loop mirror filter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 1393-1395, 2005.
- [90] K. Lee, M. Fok, S. Wan, and C. Shu, "Optically controlled Sagnac loop comb filter," *Optics Express*, vol. 12, pp. 6335-6340, 2004.
- [91] M. M. Nasir, Z. Yusoff, M. Al-Mansoori, H. A. Rashid, and P. Choudhury, "Broadly tunable multi-wavelength Brillouin-erbium fiber laser in a Fabry-Perot cavity," *Laser Physics Letters*, vol. 5, p. 812, 2008.
- [92] N. A. Hambali, M. Al-Mansoori, M. Ajiya, A. Bakar, S. Hitam, and M. Mahdi, "Multi-wavelength Brillouin-Raman ring-cavity fiber laser with 22-GHz spacing," *Laser Physics*, vol. 21, pp. 1656-1660, 2011.
- [93] R. Sonee Shargh, M. Al-Mansoori, S. Anas, R. Sahbudin, and M. Mahdi, "OSNR enhancement utilizing large effective area fiber in a multiwavelength Brillouin-Raman fiber laser," *Laser Physics Letters*, vol. 8, pp. 139-143, 2011.

- [94] A. Zamzuri, M. Mahdi, A. Ahmad, M. Md Ali, and M. Al-Mansoori, "Flat amplitude multiwavelength Brillouin-Raman comb fiber laser in Rayleigh-scattering-enhanced linear cavity," *Optics Express*, vol. 15, pp. 3000-3005, 2007.
- [95] K.-D. Park, B. Min, P. Kim, N. Park, J.-H. Lee, and J.-S. Chang, "Dynamics of cascaded Brillouin-Rayleigh scattering in a distributed fiber Raman amplifier," *Optics Letters*, vol. 27, pp. 155-157, 2002.
- [96] A. Zamzuri, M. Md Ali, A. Ahmad, R. Mohamad, and M. Mahdi, "Brillouin-Raman comb fiber laser with cooperative Rayleigh scattering in a linear cavity," *Optics Letters*, vol. 31, pp. 918-920, 2006.
- [97] R. Pant, E. Li, D.-Y. Choi, C. Poulton, S. Madden, B. Luther-Davies, *et al.*, "Cavity enhanced stimulated Brillouin scattering in an optical chip for multiorder Stokes generation," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 3687-3689, 2011.
- [98] A. Al-Alimi, M. Yaacob, A. Abas, M. Mahdi, M. Mokhtar, and M. Al-Mansoori, "150-Channel Four Wave Mixing Based Multiwavelength Brillouin-Erbium Doped Fiber Laser," *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, 2013.
- [99] J. Tang, J. Sun, L. Zhao, T. Chen, T. Huang, and Y. Zhou, "Tunable multiwavelength generation based on Brillouin-erbium comb fiber laser assisted by multiple four-wave mixing processes," *Optics Express*, vol. 19, pp. 14682-14689, 2011.
- [100] K. Gurs and R. Müller, "Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers (Auskoppelmodulation)," *Physics Letters*, vol. 5, pp. 179-181, 1963.
- [101] K. Gurs and R. Murrler, "Beats and modulation in optical ruby lasers," *Quantum Electronics*, 1964.
- [102] H. Statz and C. Tang, "Phase locking of modes in lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 3923-3927, 1965.
- [103] M. DiDomenico Jr, "Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 35, pp. 2870-2876, 1964.
- [104] L. Hargrove, R. Fork, and M. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Applied Physics Letters*, vol. 5, pp. 4-5, 1964.
- [105] A. Yariv, "Internal modulation in multimode laser oscillators," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 388-391, 1965.
- [106] U. Morgner, F. Kärtner, S.-H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, *et al.*, "Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 411-413, 1999.
- [107] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, *et al.*, "Semiconductor saturable-absorber mirror assisted Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 631-633, 1999.
- [108] T. Brabec, C. Spielmann, P. Curley, and F. Krausz, "Kerr lens mode locking," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1292-1294, 1992.

- [109] B. S. Kawasaki, D. C. Johnson, K. Hill, and Y. Fujii, "Bandwidth-limited operation of a mode-locked Brillouin parametric oscillator," *Applied Physics Letters*, vol. 32, pp. 429-431, 1978.
- [110] I. Bar-Joseph, A. Friesem, E. Lichtman, and R. Waarts, "Steady and relaxation oscillations of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers," *JOSA B*, vol. 2, pp. 1606-1611, 1985.
- [111] E. Picholle, C. Montes, C. Leycuras, O. Legrand, and J. Botineau, "Observation of dissipative superluminous solitons in a Brillouin fiber ring laser," *Physical Review Letters*, vol. 66, pp. 1454-1457, 1991.
- [112] T. Mirtchev and N. Minkovski, "Extremely transient pulses from a Brillouin fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 158-160, 1993.
- [113] J. Botineau, G. Cheval, and C. Montes, "CW-pumped polarization-maintaining Brillouin fiber ring laser: II. Active mode-locking by phase modulation," *Optics Communications*, vol. 257, pp. 311-318, 2006.
- [114] J. Botineau, G. Cheval, and C. Montes, "CW-pumped polarization-maintaining Brillouin fiber ring laser: I. Self-structuration of Brillouin solitons," *Optics Communications*, vol. 257, pp. 319-333, 2006.
- [115] S. Randoux and J. Zemmouri, "Polarization dynamics of a Brillouin fiber ring laser," *Physical Review A*, vol. 59, p. 1644, 1999.
- [116] C. Montes, A. Mamhoud, and E. Picholle, "Bifurcation in a cw-pumped Brillouin fiber-ring laser: Coherent soliton morphogenesis," *Physical Review A*, vol. 49, p. 1344, 1994.
- [117] C. Montes, D. Bahloul, I. Bongrand, J. Botineau, G. Cheval, A. Mamhoud, *et al.*, "Self-pulsing and dynamic bistability in cw-pumped Brillouin fiber ring lasers," *JOSA B*, vol. 16, pp. 932-951, 1999.
- [118] T. F. Büttner, M. Merklein, I. V. Kabakova, D. D. Hudson, D.-Y. Choi, B. Luther-Davies, *et al.*, "Phase-locked, chip-based, cascaded stimulated Brillouin scattering," *Optica*, vol. 1, pp. 311-314, 2014.
- [119] J. Liu, L. Zhan, G. Wang, P. Xiao, L. Zhang, and Q. Shen, "Uniform amplitude multi-wavelength single-longitudinal-mode Brillouin-erbium fiber lasers," *Journal of Modern Optics*, vol. 61, pp. 969-972, 2014.
- [120] T. Horiguchi and M. Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave," *Optics Letters*, vol. 14, pp. 408-410, 1989.
- [121] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers," *Optics Letters*, vol. 15, pp. 1038-1040, 1990.
- [122] S. M. Maughan, H. H. Kee, and T. P. Newson, "Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter," *Measurement Science and Technology*, vol. 12, p. 834, 2001.

- [123] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho, and T. P. Newson, "150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification," *JOSA B*, vol. 22, pp. 1321-1324, 2005.
- [124] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho, T. P. Newson, P. C. Wait, and A. H. Hartog, "Influence of modulation instability on distributed optical fiber sensors based on spontaneous Brillouin scattering," *JOSA B*, vol. 21, pp. 1156-1160, 2004.
- [125] X. Bao, J. Dhliwayo, N. Heron, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 1340-1348, 1995.
- [126] T. Horiguchi, T. Kurashima, M. Tateda, K. Ishihara, and Y. Wakui, "Brillouin characterization of fiber strain in bent slot-type optical-fiber cables," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, pp. 1196-1201, 1992.
- [127] K.-Y. Song, Z. He, and K. Hotate, "Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis and beat lock-in detection scheme," in *Optical Fiber Sensors*, 2006, p. ThC2.
- [128] K. Y. Song, M. Kishi, Z. He, and K. Hotate, "High-repetition-rate distributed Brillouin sensor based on optical correlation-domain analysis with differential frequency modulation," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 2062-2064, 2011.
- [129] G. Ryu, G.-T. Kim, K. Y. Song, S. B. Lee, and K. Lee, "BOCDA system enhanced by concurrent interrogation of multiple correlation peaks with a 10 km sensing range," in *Optical Fiber Sensors Conference (OFS), 2017 25th*, 2017, pp. 1-4.
- [130] X. Bao and L. Chen, "Recent progress in Brillouin scattering based fiber sensors," *Sensors*, vol. 11, pp. 4152-4187, 2011.
- [131] H. Ohno, H. Naruse, M. Kihara, and A. Shimada, "Industrial applications of the BOTDR optical fiber strain sensor," *Optical Fiber Technology*, vol. 7, pp. 45-64, 2001.
- [132] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "22-km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber," *Optics Letters*, vol. 18, pp. 552-554, 1993.
- [133] S. M. Maughan, H. H. Kee, and T. P. Newson, "57-km single-ended spontaneous Brillouin-based distributed fiber temperature sensor using microwave coherent detection," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 331-333, 2001.
- [134] F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, *et al.*, "Distributed Brillouin fiber sensor assisted by first-order Raman amplification," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, pp. 2162-2172, 2010.
- [135] M. A. Soto, G. Bolognini, and F. Di Pasquale, "Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman amplification," *Optics Express*, vol. 19, pp. 4444-4457, 2011.
- [136] A. Zornoza, R. A. Pérez-Herrera, C. Elosúa, S. Diaz, C. Bariain, A. Loayssa, *et al.*, "Long-range hybrid network with point and distributed Brillouin sensors using Raman amplification," *Optics Express*, vol. 18, pp. 9531-9541, 2010.
- [137] W. Li, X. Bao, Y. Li, and L. Chen, "Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing," *Optics Express*, vol. 16, pp. 21616-21625, 2008.

- [138] L. Zou, X. Bao, Y. Wan, and L. Chen, "Coherent probe-pump-based Brillouin sensor for centimeter-crack detection," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 370-372, 2005.
- [139] S. Afshar V, G. A. Ferrier, X. Bao, and L. Chen, "Effect of the finite extinction ratio of an electro-optic modulator on the performance of distributed probe-pump Brillouin sensorsystems," *Optics Letters*, vol. 28, pp. 1418-1420, 2003.
- [140] X.-H. Jia, L. Ao, H.-Q. Chang, and C. Xu, "TDM-BOTDA with suppressed non-local effect and sweeping time reduction using frequency comb pairs," in *Asia-Pacific Optical Sensors Conference*, 2016, p. W4A. 52.
- [141] A. W. Brown, M. D. DeMerchant, X. Bao, and T. W. Bremner, "Spatial resolution enhancement of a Brillouin-distributed sensor using a novel signal processing method," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, p. 1179, 1999.
- [142] Q. Yu, X. Bao, F. Ravet, and L. Chen, "Simple method to identify the spatial location better than the pulse length with high strain accuracy," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 2215-2217, 2005.
- [143] F. Ravet, X. Bao, Q. Yu, and L. Chen, "Criterion for subpulse-length resolution and minimum frequency shift in distributed Brillouin sensors," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 1504-1506, 2005.
- [144] K. Hotate and T. Hasegawa, "Measurement of Brillouin Gain Spectrum Distribution along an Optical Fiber Using a Correlation-Based Technique--Proposal, Experiment and Simulation," *IEICE Transactions on Electronics*, vol. 83, pp. 405-412, 2000.
- [145] K. Hotate and M. Tanaka, "Distributed fiber Brillouin strain sensing with 1-cm spatial resolution by correlation-based continuous-wave technique," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 179-181, 2002.
- [146] K. Y. Song and K. Hotate, "Distributed fiber strain sensor with 1-kHz sampling rate based on Brillouin optical correlation domain analysis," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, pp. 1928-1930, 2007.
- [147] A. Zarifi, B. Stiller, M. Merklein, K. Vu, S. J. Madden, and B. J. Eggleton, "Distributed Brillouin Scattering Measurement with Sub-mm Spatial Resolution," in *Frontiers in Optics*, 2017.
- [148] V. Lambin-Iezzi, T. F. Büttner, A. Tehranchi, S. Loranger, I. V. Kabakova, B. J. Eggleton, *et al.*, "Temporal characterization of a multi-wavelength Brillouin–erbium fiber laser," *New Journal of Physics*, vol. 18, p. 055003, 2016.
- [149] V. Lambin-Iezzi, S. Loranger, M. Marois, and R. Kashyap, "High-sensitivity temperature sensing using higher-order Stokes stimulated Brillouin scattering in optical fiber," *Optics Letters*, vol. 39, pp. 857-860, 2014.
- [150] V. L. Iezzi, S. Loranger, and R. Kashyap, "High sensitivity distributed temperature fiber sensor using stimulated Brillouin scattering," *Optics Express*, vol. 25, pp. 32591-32601, 2017.
- [151] Z. Luo, Z. Cai, J. Huang, C. Ye, C. Huang, H. Xu, *et al.*, "Stable and spacing-adjustable multiwavelength Raman fiber laser based on mixed-cascaded phosphosilicate fiber Raman linear cavity," *Optics Letters*, vol. 33, pp. 1602-1604, 2008.

- [152] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. Diddams, "Microresonator-based optical frequency combs," *Science*, vol. 332, pp. 555-559, 2011.
- [153] T. Kawanishi, T. Sakamoto, S. Shinada, and M. Izutsu, "Optical frequency comb generator using optical fiber loops with single-sideband modulation," *IEICE Electronics Express*, vol. 1, pp. 217-221, 2004.
- [154] Y.-g. Liu, X. Dong, P. Shum, S. Yuan, G. Kai, and X. Dong, "Stable room-temperature multi-wavelength lasing realization in ordinary erbium-doped fiber loop lasers," *Optics Express*, vol. 14, pp. 9293-9298, 2006.
- [155] S. Shahi, S. Harun, and H. Ahmad, "Multi-wavelength Brillouin fiber laser using Brillouin-Rayleigh scatterings in distributed Raman amplifier," *Laser Physics Letters*, vol. 6, p. 737, 2009.
- [156] M. Kang, N. Joly, and P. S. J. Russell, "Passive mode-locking of fiber ring laser at the 337th harmonic using gigahertz acoustic core resonances," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 561-563, 2013.
- [157] M. M. Nasir, Z. Yusoff, M. Al-Mansoori, H. A. Rashid, and P. Choudhury, "Low threshold and efficient multi-wavelength Brillouin-erbium fiber laser incorporating a fiber Bragg grating filter with intra-cavity pre-amplified Brillouin pump," *Laser Physics Letters*, vol. 6, p. 54, 2009.
- [158] B. Min, P. Kim, and N. Park, "Flat amplitude equal spacing 798-channel Rayleigh-assisted Brillouin/Raman multiwavelength comb generation in dispersion compensating fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 1352-1354, 2001.
- [159] J. Tang, J. Sun, T. Chen, and Y. Zhou, "A stable optical comb with double-Brillouin-frequency spacing assisted by multiple four-wave mixing processes," *Optical Fiber Technology*, vol. 17, pp. 608-611, 2011.
- [160] M. Shirazi, S. Harun, and H. Ahmad, "Multi-wavelength Brillouin Raman erbium-doped fiber laser generation in a linear cavity," *Journal of Optics*, vol. 16, p. 035203, 2014.
- [161] Y.-g. Liu, D. Wang, and X. Dong, "Stable room-temperature multi-wavelength lasing oscillations in a Brillouin-Raman fiber ring laser," *Optics Communications*, vol. 281, pp. 5400-5404, 2008.
- [162] L. Zhan, J. Ji, J. Xia, S. Luo, and Y. Xia, "160-line multiwavelength generation of linear-cavity self-seeded Brillouin-erbium fiber laser," *Optics Express*, vol. 14, pp. 10233-10238, 2006.
- [163] M. Ajiya, M. A. Mahdi, M. H. Al-Mansoori, S. Hitam, and M. Mokhtar, "Seamless tuning range based-on available gain bandwidth in multiwavelength Brillouin fiber laser," *Optics Express*, vol. 17, pp. 5944-5952, 2009.
- [164] Y. Shee, M. Al-Mansoori, A. Ismail, S. Hitam, and M. Mahdi, "Multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser with double-Brillouin-frequency spacing," *Optics Express*, vol. 19, pp. 1699-1706, 2011.
- [165] K. Ogusu and A. Sakai, "Generation and dynamics of cascaded stimulated Brillouin scattering in a high-finesse fiber Fabry-Pérot resonator," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 41, p. 609, 2002.

- [166] R. W. Boyd, K. Rzaewski, and P. Narum, "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering," *Physical Review A*, vol. 42, p. 5514, 1990.
- [167] A. Ghatak and K. Thyagarajan, *An introduction to fiber optics*: Cambridge university press, 1998.
- [168] H. Li and K. Ogusu, "Instability of stimulated Brillouin scattering in a fiber ring resonator," *Optical Review*, vol. 7, pp. 303-308, 2000.
- [169] I. Bar-Joseph, A. Dienes, A. Friesem, E. Lichtman, R. Waarts, and H. Yaffe, "Spontaneous mode locking of single and multi mode pumped SBS fiber lasers," *Optics Communications*, vol. 59, pp. 296-298, 1986.
- [170] E. J. Miller, M. D. Skeldon, and R. W. Boyd, "Spatial evolution of laser beam profiles in an SBS amplifier," *Applied Optics*, vol. 28, pp. 92-96, 1989.
- [171] G. Bahl, M. Tomes, F. Marquardt, and T. Carmon, "Observation of spontaneous Brillouin cooling," *Nature Physics*, vol. 8, pp. 203-207, 2012.
- [172] M. D. Pelusi, A. Fu, and B. J. Eggleton, "Multi-channel in-band OSNR monitoring using Stimulated Brillouin Scattering," *Optics Express*, vol. 18, pp. 9435-9446, 2010.
- [173] M. Gonzalez-Herraez, K.-Y. Song, and L. Thévenaz, "Optically controlled slow and fast light in optical fibers using stimulated Brillouin scattering," *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 081113, 2005.
- [174] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber," *Optics Letters*, vol. 19, pp. 141-143, 1994.
- [175] K. Hotate and S. S. Ong, "Distributed dynamic strain measurement using a correlation-based Brillouin sensing system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, pp. 272-274, 2003.
- [176] J. Dakin, D. Pratt, G. Bibby, and J. Ross, "Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 569-570, 1985.
- [177] M. Froggatt and J. Moore, "High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter," *Applied Optics*, vol. 37, pp. 1735-1740, 1998.
- [178] Y. Sano and T. Yoshino, "Fast optical wavelength interrogator employing arrayed waveguide grating for distributed fiber Bragg grating sensors," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 21, pp. 132-139, 2003.
- [179] F. Wang, X. Zhang, Y. Lu, R. Dou, and X. Bao, "Spatial resolution analysis for discrete Fourier transform-based Brillouin optical time domain reflectometry," *Measurement Science and Technology*, vol. 20, p. 025202, 2009.
- [180] Y. Dong, H. Zhang, L. Chen, and X. Bao, "2 cm spatial-resolution and 2 km range Brillouin optical fiber sensor using a transient differential pulse pair," *Applied Optics*, vol. 51, pp. 1229-1235, 2012.
- [181] Z. Zhang, L. Zhan, and Y. Xia, "Tunable self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser with enhanced power efficiency," *Optics Express*, vol. 15, pp. 9731-9736, 2007.

- [182] Y. Lu, Z. Qin, P. Lu, D. Zhou, L. Chen, and X. Bao, "Distributed strain and temperature measurement by Brillouin beat spectrum," 2013.
- [183] S. L. V. Lambin Iezzi, and R. Kashyap, " Methods and Devices Involving Stimulated Brillouin Scattering," US Patent 61/863,504, 2013.
- [184] R. Xu and X. Zhang, "Multiwavelength Brillouin–erbium fiber laser temperature sensor with tunable and high sensitivity," *IEEE Photonics J.*, vol. 7, pp. 1-8, 2015.
- [185] Y. Liu, M. Zhang, P. Wang, L. Li, Y. Wang, and X. Bao, "Multiwavelength Single-Longitudinal-Mode Brillouin–Erbium Fiber Laser Sensor for Temperature Measurements With Ultrahigh Resolution," *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, pp. 1-9, 2015.
- [186] B. Dong, D.-P. Zhou, and L. Wei, "Tunable multiwavelength Brillouin–Erbium fiber laser by controlling self-lasing cavity modes' oscillation," *Optical Fiber Technology*, vol. 16, pp. 17-19, 2010.
- [187] Y. Zhao, J. Bryce, and R. Minasian, "Gain clamped erbium-doped fiber amplifiers-modeling and experiment," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, pp. 1008-1012, 1997.
- [188] V. Lambin-Iezzi, S. Loranger, and R. Kashyap, "Gain Clamped Multi Wavelength Brillouin Erbium Fiber Laser," presented at the 5th Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications, Limassol, Cyprus, 2017.
- [189] V. Lambin-Iezzi, A. Tehranchi, R. Kashyap, and S. Loranger, "Short Cavity Multi Stokes Brillouin-Erbium Fiber Laser," presented at the Nonlinear Optics, Waikoloa, Hawaii, 2017.
- [190] C. Yeh, C. Chow, Y. Wu, Y. Lin, B. Cheng, and J. Chen, "Using optimal cavity loss and saturable-absorber passive filter for stable and tunable dual-wavelength erbium fiber laser in single-longitudinal-mode operation," *Laser Physics Letters*, vol. 8, p. 672, 2011.
- [191] R. Xu and X. Zhang, "Multiwavelength Brillouin-erbium Fiber Laser Temperature Sensor with Tunable and High Sensitivity," *IEEE Photonics Journal* vol. 7, 2015.
- [192] M. Zaghloul, M. Wang, M.-J. Li, S. Li, G. Milione, and K. P. Chen, "Dual-core optical fibers for simultaneous measurements of temperature and strain using Brillouin OTDA," in *Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2017 Conference on*, 2017, pp. 1-2.
- [193] T. Parker, M. Farhadiroushan, V. Handerek, and A. Roger, "A fully distributed simultaneous strain and temperature sensor using spontaneous Brillouin backscatter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, pp. 979-981, 1997.
- [194] I.-B. Kwon, C.-Y. Kim, and M.-Y. Choi, "Distributed strain and temperature measurement of a beam using fiber optic BOTDA sensor," 2003.

ANNEXE A – LISTE DES PUBLICATIONS ET DISCTINCTIONS

Publications

1. **V. Lambin-Iezzi**, S. Loranger, and R. Kashyap, "High sensitivity distributed temperature fiber sensor using stimulated Brillouin scattering," *Optics Express*, vol. 25, 2017.
2. A. Tehranchi, **V. Lambin-Iezzi**, S. Loranger, and R. Kashyap, "Dynamics of Stokes Waves and Pulses Generated by Stimulated Brillouin Scattering in a Resonator Including Highly Nonlinear Fiber," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 52, 2016.
3. S. Loranger, **V. Lambin-Iezzi**, and R. Kashyap, "Reproducible ultra-long FBGs in phase corrected non-uniform fibers," *Optica*, vol. 4, 2017.
4. **INVITED: V. Lambin-Iezzi**, T. F. S. Büttner, A. Tehranchi, S. Loranger, I. V. Kabakova, B. J. Eggleton, and R. Kashyap, "Temporal characterization of a multi-wavelength Brillouin-erbium fiber laser " *New Journal of Physics*, vol. 18, 2016.
5. **V. Lambin-Iezzi**, J.-S. Boisvert, S. Loranger, and R. Kashyap, "3D printed long period gratings for optical fibers," *Optics Letters*, vol. 41, 2016.
6. S. Loranger, **V. Lambin-Iezzi**, M. Wahbeh, and R. Kashyap, "Stimulated Brillouin scattering in ultra-long distributed feedback Bragg gratings in standard optical fiber," *Optics Letters*, vol. 41, 2016.
7. J. Lapointe, Y. Ledemi, S. Loranger, **V. Lambin-Iezzi**, E. Soares de Lima Filho, F. Parent, S. Morency, Y. Messaddeq, and R. Kashyap, "Fabrication of ultrafast laser written low-loss waveguides in flexible As₂S₃ chalcogenide glass tape", *Optics Letters*, vol. 41, 2016.
8. **V. Lambin-Iezzi**, Loranger, S., Marois, M., and Kashyap, R. "High Sensitivity Temperature and Strain Sensing Using Higher Order Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fiber", *Optics Letters*, vol. 39, 2014.
9. S. Loranger, M. Gagné, **V. Lambin-Iezzi**, and R. Kashyap, "Rayleigh scatter based order of magnitude increase in distributed temperature and strain sensing by simple UV exposure of optical fibre," *Scientific Reports*, vol. 5, 2015.
10. **V. Lambin-Iezzi**, Loranger, S., Saad, M., and Kashyap, R. "Stimulated Brillouin Scattering in SM ZBLAN Fiber", *J. of Non-Cryst. Solids*, vol. 359, 2013.
11. S. Loranger, **V. Lambin-Iezzi** and R. Kashyap,. "Demonstration of an ultra-high frequency picosecond pulse generator using an SBS frequency comb". *Optics Express*, vol. 20, 2012.
12. S. Loranger, **V. Lambin-Iezzi et al.** "Stimulated Brillouin Scattering in Multimode Optical Fibers for Sensing Applications", *Photons*, vol. 9, 2011.

Book chapter

1. **INVITED: Victor Lambin Iezzi**, Sebastien Loranger and Raman Kashyap, "Brillouin scattering; from characterization to novel applications", In "Odyssey of Light in Nonlinear Optical Fibers: Theory and Experiments", Ed. K. Porsezian, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2015.

Conferences (presenter only)

1. **V. Lambin-Iezzi***, A. Tehranchi, R. Kashyap, and S. Loranger, "Short Cavity Multi Stokes Brillouin-Erbium Fiber Laser," presented at *Nonlinear Optics*, Waikoloa, Hawaii, 2017.
2. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "Gain Clamped Multi Wavelength Brillouin Erbium Fiber Laser," presented at the *5th Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications*, Limassol, Cyprus, 2017.
3. **INVITED: V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "Distributed temperature and strain sensing with high order stimulated Brillouin scattering," presented at the *CLEO/Europe-EQEC Conference*, Munich, Germany, 2017.
4. **V. Lambin-Iezzi***, T. F. Büttner, A. Tehranchi, S. Loranger, I. V. Kabakova, B. J. Eggleton, and R. Kashyap, "Temporal characterization of a multi-wavelength hybrid Brillouin-erbium fiber laser," presented at *Photonics West*, San Francisco, USA, 2016.
5. **V. Lambin-Iezzi***, J.-S. Boisvert, S. Loranger, and R. Kashyap, "3D Printed Long Period Grating Filters," presented at *Frontiers in Optics*, Rochester, USA, 2016.
6. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "Increased Distributed Sensing Sensitivity Using Higher Order Stimulated Brillouin Scattering " presented at *Photonics West*, San Francisco, USA, 2015.
7. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, F. Parent and R. Kashyap, " High sensitivity Brillouin temperature and strain sensing " presented at the Annual CUDOS workshop, Sydney, Australia, 2015.
8. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "High Sensitivity, Higher Order Stokes Stimulated Brillouin Scattering for Temperature and Strain Sensing", presented at *Photonics West*, San Francisco, USA, 2014.
9. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "Six-Fold Temperature and Strain Sensitivity Improvement of Brillouin Based Distributed Sensor," presented at *Frontiers in Optics*, Tucson, USA, 2014.
10. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "High Sensitivity Sensing Using High Order Stimulated Brillouin Scattering". presented at the *3rd Workshop on Specialty Optical Fiber*, Sigtuna, Sweden, 2013.
11. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "A tunable picosecond SBS laser at GHz repetition rate: Advantages and limitations", presented at *Photonics North*, Ottawa, Canada, 2013.
12. **V. Lambin-Iezzi***, S. Loranger, and R. Kashyap, "Wavelength tunable GHz repetition rate picosecond pulse generator using an SBS frequency comb", *Proceeding SPIE-OPTO Photonic West*, San Francisco, USA, 2012.

Patents submitted

- 1- US Provisional Patent Application: "Method for generating optical pulses and optical pulse generator " US20150043598 A1.
- 2- CAN Provisional Patent Application: "Methods and devices involving stimulated Brillouin scattering" CA 2823462 A1.

Awards

- 1- 2017: Polytechnique alumni association scholarship
- 2- 2016-2017: Excellence scholarship from Hydro-Québec
- 3- 2015-2016: Excellence scholarship from Hydro-Québec
- 4- 2015: FRQNT travel grant
- 5- 2014-2017: Government of Canada NSERC Postgraduate Doctoral Scholarships
- 6- 2014: Funding of an Ideas to Innovation grant of 116k\$ from NSERC on my PhD
- 7- 2013: Best Poster award at IONS NA-6
- 8- 2010-2011: Studentship program UPIR

Implication

- 1- 2012- present: Fabulas lab manager at Polytechnique Montreal
- 2- 2012- present: OSA and SPIE student chapter member
- 3- 2016: ICOOPMA 2016 conference organizer (icoopma2016.org) – 250 attendees
- 4- 2015: EXCON 2015 conference organizer (excon2015.org) – 100 attendees
- 5- 2014: IONS NA-8 conference organizer (OSA student event) – 80 attendees