



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

En Cotutelle Internationale avec
Université Laval, Québec, Canada

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Physique

École doctorale : Sciences de la Matière

présentée par

Schadrac FRESNEL

préparée à l'unité de recherche FOTON CNRS UMR 6082
FONCTIONS OPTIQUES POUR LES TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION
Équipe : SYSTÈMES PHOTONIQUES

**Lasers à fibre
Brillouin multi-
Stokes : cohérence et
caractérisation en
bruit**

**Thèse soutenue à Lannion et à
Québec le 01/09/2017**

devant le jury composé de :

Yves JAOUEN

Professeur, LTCI, Telecom Paris Tech / *rapporteur*

Frédéric DU BURCK

Professeur, CNRS-LPL, Université Paris 13 /
rapporteur

Michel PICHÉ

Professeur, COPL, Université Laval / *rapporteur*

Bora UNG

Professeur, ETS, Université du Québec /
rapporteur

Pascal BESNARD

Professeur, CNRS-Foton, Université Rennes 1 /
directeur de thèse

Sophie LAROCHELLE

Professeure, COPL, Université Laval / *directrice
de thèse*

Lasers à fibre Brillouin multi-Stokes : cohérence et caractérisation en bruit

**Thèse en cotutelle
Doctorat en génie électrique**

Schadrac Fresnel

Université Laval
Québec, Canada
Philosophiae Doctor (Ph. D.)

et

Université Rennes 1 / ENSSAT
Lannion, France
Docteur de l'université de Rennes 1

Résumé de la thèse

La diffusion Brillouin stimulée se manifeste, à partir d'une certaine intensité lumineuse, par la génération d'une onde « Stokes » rétrodiffusée, suite à l'interaction entre la lumière incidente de la « Pompe » et les ondes « acoustiques » présentes dans le milieu diffusant. À partir de ce seuil, toute la puissance supplémentaire peut être transférée à l'onde Stokes. Si dans ce sens, la diffusion Brillouin stimulée constitue une limitation majeure pour les télécommunications par fibres optiques, elle revêt néanmoins une importance particulière pour bien d'autres domaines. En effet, lors de sa génération, l'onde Stokes subit un décalage de fréquence (que l'on appelle décalage Brillouin ou encore fréquence Brillouin), qui est directement proportionnel entre autres à l'indice de réfraction effectif du milieu diffusant et à la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans ce milieu. Le décalage Brillouin dépend des propriétés chimiques et physiques des fibres optiques. Il présente une grande sensibilité à tous les effets qui peuvent modifier la vitesse de l'onde acoustique (variation de température, contraintes, concentration de dopants, ...). Cette propriété permet d'étudier la composition des fibres et confère à la diffusion Brillouin stimulée la potentialité pour la réalisation de capteurs à fibres optiques. Le processus de diffusion Brillouin stimulée s'accompagne aussi d'un gain pour l'onde Stokes rétrodiffusée. Il peut donc être utilisé pour la réalisation d'amplificateurs et de lasers à fibres optiques. Les premiers travaux sur le laser à fibre Brillouin ont permis de montrer que celui-ci peut être très cohérent et très peu bruité, favorisant ainsi son utilisation dans de multiples domaines comme la défense, la métrologie et les télécommunications.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons étudié expérimentalement les propriétés statiques et dynamiques du laser à fibre Brillouin multi-Stokes, obtenu en cascader l'effet non-linéaire Brillouin dans la fibre optique. En effet, l'onde Stokes générée (que nous appelons désormais l'onde Stokes d'ordre 1), placée dans une cavité doublement résonante, peut créer, lorsque la puissance est suffisante, une deuxième onde Stokes (l'onde Stokes d'ordre 2) dans la cavité Brillouin, pouvant donner naissance à un laser à fibre Brillouin à 2 ordres de Stokes. On peut imaginer, en augmentant la puissance de Pompe incidente, reproduire le même effet pour obtenir un laser à fibre Brillouin à plusieurs ordres d'ondes Stokes.

Notre objectif est d'abord de caractériser correctement la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique, ensuite de placer cette fibre dans une cavité Brillouin en vue d'en réaliser un laser à fibre Brillouin et enfin de caractériser celui-ci en termes de puissance de sortie, de bruit de fréquence et de bruit d'intensité.

Nous montrons expérimentalement que :

1. toute onde circulant dans la cavité Brillouin et qui atteint la puissance (critique) de seuil Brillouin peut générer une onde Stokes dans la cavité. L'onde génératrice voit alors sa puissance clampée au profit de l'onde Stokes créée ;
2. le bruit de fréquence de la Pompe (incidente à la cavité Brillouin) est toujours plus fort que celui du laser Brillouin. La génération d'une onde Stokes d'ordre $N + 1$ fait diminuer le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre N tandis que la présence d'une onde Stokes d'ordre $N + 2$ le fait augmenter ;
3. le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre N peut devenir inférieur à celui de la Pompe incidente lorsque la puissance de l'onde Stokes d'ordre N circulant dans la cavité est verrouillée à la puissance de seuil Brillouin. Un réglage de l'asservissement du laser est alors nécessaire pour minimiser les effets de « mode-pulling », qui peut faire varier l'intensité du laser.

Table des matières

Résumé de la thèse	iii
Table des matières	iv
Liste des tableaux	vi
Liste des figures	vii
Liste des abréviations et des sigles	x
Remerciements	xvi
Introduction générale	2
Contexte de la thèse	2
Objectifs de la thèse	5
Organisation du manuscrit	5
1 Diffusion Brillouin dans les fibres optiques monomodes	8
1.1 Diffusion de la lumière : généralités	8
1.2 Diffusion Brillouin spontanée dans les fibres optiques monomodes	11
1.2.1 Ondes acoustiques dans les fibres optiques monomodes	13
1.2.2 Spectre de la diffusion Brillouin en régime spontané	14
1.3 Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes	22
1.3.1 Électrostriction	22
1.3.2 Spectre de la diffusion Brillouin en régime stimulée	27
1.3.3 Puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée	36
1.4 Exaltation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes	42
1.4.1 État de l'art sur les verres spéciaux (avec n grand)	43
1.4.2 État de l'art sur les fibres optiques monomodes micro-structurées (avec A_{eff} petit)	45
1.5 Applications de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques	47
1.5.1 Amplificateurs Brillouin à fibre optique	49
1.5.2 Capteurs Brillouin à fibre optique	50
1.5.3 Lasers Brillouin à fibre optique	50
1.6 Conclusion	58
2 Observation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes	61
2.1 Mesure de la fréquence Brillouin dans les fibres optiques monomodes	64
2.2 Mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes	66
2.3 Mesure du coefficient de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes	73
2.4 Conclusion	77
3 Caractérisation des propriétés statiques du laser Brillouin à fibre optique en anneau	80
3.1 Puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant	85
3.1.1 Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 1	87
3.1.2 Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 2	90
3.1.3 Généralisation du seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre N	92
3.2 Conditions pour un seuil laser Brillouin minimum	94
3.3 Rendement du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant	95
3.4 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant	95
3.4.1 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 1	96
3.4.2 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 2	97
3.4.3 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre N	98
3.5 Puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant	99

3.5.1	Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant d'ordre 1	100
3.5.2	Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant d'ordre 2	101
3.6	<i>Mesures expérimentales de la puissance du laser Brillouin</i>	102
3.6.1	Seuil du laser Brillouin à fibre optique 1R-SMFPM-LBF	102
3.6.2	Seuil du laser Brillouin à fibre optique 2R-SMFPM-LBF	107
3.7	<i>Conclusion</i>	111
4	Bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau	114
4.1	<i>Technique de mesure du bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau</i>	115
4.1.1	Évaluation du bruit de fond	118
4.1.2	Évaluation du bruit de grenaille	119
4.1.3	Détermination du bruit d'intensité relatif (RIN) du laser Brillouin à fibre	121
4.2	<i>Mesures expérimentales du bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau</i>	123
4.2.1	Bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant	123
4.2.2	Bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant	132
4.3	<i>Conclusion</i>	150
5	Cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau	153
5.1	<i>Technique de mesure de la cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau</i>	155
5.1.1	Mesure de la largeur de raie du laser Brillouin à fibre optique	155
5.1.2	Mesure du bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique	156
5.1.3	Relation entre le bruit de fréquence et la largeur de raie	159
5.2	<i>Mesures expérimentales de la cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau</i>	163
5.2.1	Cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant	163
5.2.2	Cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant	171
5.3	<i>Conclusion</i>	177
	Conclusion générale	179
	Annexes	182
	<i>Annexe 1 : Détermination de la valeur de la constante g_{th} pour le calcul de la puissance de seuil Brillouin</i>	183
	<i>Annexe 2 : Observation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques multimodes</i>	187
	Mesure de la fréquence Brillouin dans les fibres optiques multimodes	188
	Mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques multimodes	188
	Mesure du coefficient de gain Brillouin dans les fibres optiques multimodes	189
	<i>Annexe 3 : Influence des fluctuations d'intensités sur la fréquence d'émission du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant</i>	191
	<i>Annexe 4 : Fonction de transfert des fluctuations de l'intensité dans le laser Brillouin en pompage non-résonant</i>	194
	Fonction de transfert des fluctuations du coefficient de réinjection en pompage non-résonant	196
	Fonction de transfert des fluctuations de l'intensité de la Pompe en pompage non-résonant	197
	<i>Annexe 5 : Fonction de transfert des fluctuations de l'intensité dans le laser Brillouin en pompage résonant</i>	198
	<i>Annexe 6 : Brève description des lasers de pompe utilisés</i>	200
	Agilent 81680A Tunable Laser Source 1550nm	200
	TUNICS-PR Tunable laser diode source	201
	Koheras-Adjustik	201
	Alcatel LMI	201
	Publications et Conférences	203
	<i>Articles dans des revues internationales à comité de lecture</i>	203
	<i>Communications dans des conférences à comité de lecture</i>	204
	Bibliographie	207

Liste des tableaux

Acronymes	x
Sigles	xi
Symboles	xii
1-1 : Ordre de grandeur typique des paramètres de la diffusion spontanée Rayleigh, Brillouin et Raman [24]	10
1-2 : Valeurs typiques du coefficient non-linéaire Kerr et du temps de réponse caractéristique de certains processus physiques [21]	24
1-3 : Paramètres pour le calcul de g_{th} lorsque $\mu = 1$ [63]	42
1-4 : Indices linéaires n_0 et non-linéaires n_2 de différentes compositions de verre en chalcogénures [63]	43
1-5 : Caractérisation des paramètres pertinents à la diffusion Brillouin dans les fibres optiques en verres de chalcogénures à 1550 nm	44
1-6 : Caractéristiques Brillouin des fibres optiques en verres de chalcogénures pour ATOS [63]	47
2-1 : Paramètres pour le calcul du coefficient de gain Brillouin	63
2-2 : Paramètres pour le calcul du coefficient de gain Brillouin connaissant P_{th}	75
2-3 : Paramètres pour le calcul du coefficient de gain Brillouin connaissant G	77
3-1 : Nombre d'ondes Stokes dans la cavité en fonction de la puissance de Pompe incidente	96
3-2 : Puissances de seuil Brillouin théoriques dans un anneau en pompage non-résonant avec circulateur	106
3-3 : Puissance de seuil laser des 7 premiers ordres Stokes du laser 2R-SMFPM-LBF	109
5-1 : Estimation du facteur de réduction de la largeur de raie du laser Brillouin d'ordre 1	163
5-2 : Réduction de la largeur de raie du laser Brillouin d'ordre 1 en pompage non-résonant	170

Liste des figures

1-1 : Diffusion de la lumière	8
1-2 : Spectre typique de la lumière diffusée spontanément par un milieu diffusant	9
1-3 : Spectre typique de la diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique monomode	17
1-4 : Représentation schématique de la diffusion Brillouin spontanée	18
1-5 : Origine de l'électrostriction	24
1-6 : Origine de l'électrostriction (suite)	25
1-7 : Création d'une onde de pression au travers de l'électrostriction induite par le battement entre deux ondes optiques	27
1-8 : Diagramme d'énergie montrant l'origine des raies Stokes et anti-Stokes de la diffusion Brillouin	28
1-9 : Spectre typique de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode	29
1-10 : Forme de la courbe de gain Brillouin et du déphasage non-linéaire associé	34
1-11 : Paramètres caractéristiques de la diffusion Brillouin stimulée	37
1-12 : Éléments chimiques utilisés dans la fabrication des fibres en verre de chalcogénures	44
1-13 : Fibre optique micro-structurée en GeAsSe [63]	46
1-14 : Évolution de la fréquence Brillouin en fonction de la température et de la déformation [43]	50
1-15 : Cavités laser Brillouin en anneau proposées par Hill et al. en 1976 (a) et Stokes et al. en 1982 (b).	51
1-16 : Cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau	52
1-17 : Asservissement de la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant	53
1-18 : Laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant à multiples ordres Stokes	54
1-19 : Cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau de Yong [136]	55
1-20 : Cavité laser Brillouin à fibre en anneau en pompage non-résonant avec circulateur	56
1-21 : Cavité laser Brillouin à fibre de Lecœuche [138]	56
1-22 : Cavité laser Brillouin à fibre de F. Mihélic [137]	57
1-23 : Laser Brillouin/Erbium à fibre de Cowle [139]	57
2-1 : Puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 26 km en fonction de la puissance de Pompe injectée	61
2-2 : Largeur à mi-hauteur du spectre de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 26 km en fonction de la puissance de Pompe injectée	62
2-3 : Spectre optique de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 26 km lorsque la puissance de pompe injectée vaut 10 mW	63
2-4 : Banc de mesure du décalage Brillouin dans les fibres optiques monomodes	65
2-5 : Décalage Brillouin dans une fibre optique monomode	66
2-6 : Banc de spectrométrie Fabry-Perot de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes	67
2-7 : Principe de la technique Pompe-Sonde de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes [16]	68
2-8 : Mesure Pompe-Sonde de la courbe de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes	69
2-9 : Banc hétérodyne de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes	70
2-10 : Banc auto-hétérodyne dé-corrélé de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes	71
2-11 : Bande de gain Brillouin en régime stimulé dans 25 km de fibre optique monomode standard	73
2-12 : Banc de mesure de la puissance de seuil Brillouin dans les fibres optiques monomodes	74
2-13 : Puissance de Pompe transmise et de Stokes rétrodiffusée en fonction de la puissance de Pompe injectée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 25 km	75
2-14 : Banc Pompe-Sonde de mesure du gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes	76
3-1 : Pertes dans la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant	80
3-2 : Intensité transmise et Intensité circulante normalisées dans la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant en fonction de βL	82
3-3 : Intensité circulante et finesse de la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant en fonction de la fraction κ d'intensité transmise par le coupleur	84

3-4 : Principe d'observation des différentes ondes dans le laser Brillouin à fibre en anneau en pompage résonant	86
3-5 : Position en fréquence des ondes Stokes générées dans le résonateur Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant [16]	86
3-6 : Puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 en fonction de la fraction κ d'intensité transmise par le coupleur	88
3-7 : Puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 en fonction de la puissance injectée (pour $\kappa = \kappa_r = 0,945$)	90
3-8 : Rapport entre la puissance de seuil laser de l'onde Stokes 2 et celle de l'onde Stokes 1 en fonction de la fraction d'intensité κ transmise par le coupleur	92
3-9 : Pertes dans la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant	99
3-10 : Laser Brillouin de deuxième ordre dans une cavité en pompage non-résonant	101
3-11 : Laser Brillouin à fibre en anneau en pompage non-résonant classique	103
3-12 : Architecture du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 et 1R-SMF28-LBF1	104
3-13 : Puissance du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant	105
3-14 : Génération d'une onde Stokes d'ordre 2 dans un laser Brillouin en pompage non-résonant	107
3-15 : Architecture du laser Brillouin multi-Stokes 2R-SMFPM-LBF	108
3-16 : Spectre du laser multi-Stokes 2R-SMFPM-LBF pour 700 mW de pompe	109
3-17 : Puissances du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 1, 2, 3 et 4	110
4-1 : RIN d'un laser à fibre optique dopée à l'erbium à contre-réaction distribuée (DFB-FL) [148]	116
4-2 : Banc de mesure de bruit d'intensité	117
4-3 : DSP du bruit de fond de la chaîne de détection	118
4-4 : Spectre de puissance de la source « Anritsu MG922A White Light Source »	120
4-5 : DSP du bruit de grenaille normalisé par le photo-courant I	121
4-6 : RIN typique d'un laser à fibre (Koheras-Adjustik @ 7 mW et 1551,5 nm)	122
4-7 : Bruit d'intensité relatif du laser TUNICS-PR vs 1R-SMF28-LBF1 pour des puissances de Pompe incidente différentes	124
4-8 : Bruit d'intensité relatif du laser TUNICS-PR vs 1R-SMFPM-LBF1 pour des puissances de Pompe incidente différentes	125
4-9 : Représentation des fonctions de transfert du laser Brillouin en pompage non-résonant [156]	129
4-10 : Bruit d'intensité relatif de la Pompe et du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 à 1 kHz	131
4-11 : Bruit d'intensité relatif du laser Koheras-Adjustik ($\lambda = 1551,5 \text{ nm}$; $P = 7 \text{ mW}$)	133
4-12 : Sources de bruit dans le laser Brillouin à fibre en anneau optique en pompage résonant	135
4-13 : Schéma de la cavité Brillouin pour la mesure de RIN sans génération de signaux Stokes	136
4-14 : Bruit d'intensité relatif de la Pompe et de la Référence avant et après asservissement	136
4-15 : Bruit d'intensité relatif de la Pompe avant et après asservissement	137
4-16 : Réduction du bruit d'intensité relatif du laser 2R-SMFPM-LBF1 par rapport à la Pompe	139
4-17 : Rapport de bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF1 et de la Pompe	140
4-18 : Réduction du bruit d'intensité relatif du laser 2R-SMFPM-LBF2 par rapport à la Pompe	143
4-19 : Rapport de bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF2 et de la Pompe	143
4-20 : Réduction du bruit d'intensité relatif du laser 2R-SMFPM-LBF3 par rapport à la Pompe	145
4-21 : Rapport de bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF3 et de la Pompe	146
4-22 : Bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF par rapport à celui de la Pompe	147
4-23 : Fréquence de relaxation du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF	148
4-24 : Rapport du RIN du laser Brillouin et de la Pompe en fonction de la puissance de Pompe incidente à 4 kHz et puissances des ondes Stokes normalisées par rapport à P_{th}	149
5-1 : Banc auto-hétérodyne retardé de mesure de largeur de raie	156
5-2 : Banc auto-hétérodyne partiellement dé-corrélé de mesure de bruit de phase	157
5-3 : Bruit de fréquence et largeur de raie du laser avec un profil de Voigt	162
5-4 : Mesure de la réduction de la largeur de raie du laser 1R-SMF28-LBF1 et du laser 1R-SMFPM-LBF1 montrant la largeur de raie mesurée pour le laser de pompe (en noir) et pour le laser Brillouin (en gris)	165
5-5 : Réduction du bruit de fréquence du laser 1R-SMF28-LBF1	166
5-6 : Réduction du bruit de fréquence du laser 1R-SMFPM-LBF1	168
5-7 : Estimation de la largeur de raie du laser 1R-SMF28-LBF1 à partir de son bruit de fréquence	169
5-8 : Schéma de la cavité Brillouin pour la mesure de FN sans génération de signaux Stokes	172
5-9 : Calibration pour la mesure du bruit de fréquence du Koheras-Adjustik	173

5-10 : Bruit de fréquence du Koheras-Adjustik avant et après l'asservissement de la cavité laser Brillouin	174
5-11 : Réduction du bruit de fréquence du laser 2R-SMFPM-LBF1	175
5-12 : Rapport du bruit de fréquence du laser Brillouin sur le bruit de la Pompe en fonction de la puissance de Pompe incidente et puissances des ondes Stokes normalisées par rapport à P_{th}	176
A2-1 : Banc de mesure du décalage Brillouin dans les fibres optiques multimodes	188
A2-2 : Banc Pompe-Sonde de mesure de la bande de gain Brillouin dans une fibre optique multimode [34]	189
A2-3 : Banc de mesure du coefficient de gain Brillouin dans les fibres optiques multimodes	190

Liste des abréviations et des sigles

Les acronymes et les sigles les plus souvent utilisés dans ce document sont définis dans les tableaux ci-dessous. Lorsque cela est nécessaire, nous donnons la correspondance en anglais ou en français, dépendamment de l'origine de l'acronyme ou du sigle.

Nous utilisons aussi des acronymes pour désigner les lasers que nous avons étudiés au cours de ces travaux de recherche. Le laser *rR-type_de_fibre-LBFj* représente le laser Brillouin d'ordre *j* (*j* = 1, 2, 3, ...) à *type_de_fibre* (SMF28 : fibre optique monomode standard en silice, SMFPM : fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation) en anneau en pompage rR (1R = non-résonant, 2R = résonant). L'ordre *j* représente la composante Stokes d'ordre *j* du laser multi-Stokes. Ainsi, le laser 1R-SMF28-LBF1, par exemple, désigne le laser Brillouin d'ordre 1 (*j* = 1) à fibre optique monomode standard en silice en pompage non-résonant (*r* = 1) et le laser 2R-SMFPM-LBF3 représente le laser Brillouin d'ordre 3 (*j* = 3) à fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation en pompage résonant (*r* = 2).

Dans la littérature, on retrouve aussi l'appellation : « simplement résonant » pour désigner une cavité en pompage non-résonant (1R). Simplyment résonant signifie que seulement l'onde Stokes fait plusieurs tours de la cavité. Par ailleurs, une cavité « doublement résonant » est une cavité en pompage résonant (2R).

Nous définissons aussi les symboles les plus couramment utilisés. Leur unité est donnée entre crochets dans le système international (SI).

Dans le document, des quantités de puissance sont parfois données en dBm. L'équivalence en mW peut être calculée à partir de la relation : $P^{dBm} = 10 \log_{10}(P^{mW})$.

Les quantités de bruit d'intensité et de fréquence sont données respectivement en dB/Hz et en dB rel Hz²/Hz. Les valeurs en linéaire sont évoquées au besoin.

Acronymes	Définition	Correspondance
<i>ISO</i>	ISolateur Optique	—
<i>LASER</i>	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation	—
<i>MASER</i>	Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation	—
<i>OSA</i>	Optical Spectrum Analyzer	Analyseur de spectre optique

Sigles	Définition	Correspondance	
<i>A</i>	Onde acoustique	Acoustic wave	<i>A</i>
<i>AS</i>	Onde anti-Stokes	Anti-Stokes wave	<i>AS</i>
<i>ASE</i>	Analyseur de Spectre Electrique	Electrical Spectrum Analyser	<i>ESA</i>
<i>C</i>	Séparateur de signal (Coupleur)	Beam splitter	<i>BS</i>
<i>CP</i>	Contrôleur de polarisation	Polarization Controller	<i>PC</i>
<i>DBS</i>	Diffusion Brillouin Stimulée	Stimulated Brillouin Scattering	<i>SBS</i>
<i>DFB</i>	Distributed Feed-Back	Contre-réaction répartie	—
<i>DSP</i>	Densité Spectrale de Puissance	Power Spectral Density	<i>PSD</i>
<i>DUT</i>	Device Under Test	Composant sous test	—
<i>EDFA</i>	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée Erbium	—
<i>FMF</i>	Few-Mode Fiber	Fibre faiblement multimode	<i>FFM</i>
<i>FOM</i>	Fibre Optique Microstructurée	Microstructured Optical Fiber	<i>MOF</i>
<i>FP</i>	Fabry-Perot	Fabry-Perot	<i>FP</i>
<i>FUT</i>	Fiber Under Test	Fibre sous test	<i>FST</i>
<i>FWHM</i>	Full Wave at Half Maximum	Largeur à mi-hauteur	—
<i>ISL</i>	Intervalle Spectral Libre	Free Spectral Range	<i>FSR</i>
<i>LBF</i>	Laser Brillouin à Fibre	Brillouin Fiber Laser	<i>BFL</i>
<i>LF</i>	Laser à Fibre	Fiber Laser	<i>FL</i>
<i>LO</i>	Local Oscillator	Oscillateur Local	<i>OL</i>
<i>MAO</i>	Modulateur Acousto-Optique	Acousto-Optic Modulator	<i>AOM</i>
<i>MI</i>	Michelson Interferometer	Interféromètre de Michelson	—
<i>MMF</i>	Multi-Mode Fiber	Fibre multimode	—
<i>MZI</i>	Mach-Zehnder Interferometer	Interféromètre de Mach-Zehnder	—
<i>NA</i>	Numerical Aperture	Ouverture numérique	<i>ON</i>
<i>P</i>	Onde Pompe	Pump wave	<i>P</i>
<i>PD</i>	Photo-Détecteur	Photo-Detector	<i>PD</i>
<i>PID</i>	Proportionnel-Intégrateur-Dérivateur	Proportional-Integrator-Derivator	<i>PID</i>
<i>PM</i>	Polarization Maintaining	Maintien de polarisation	—
<i>PZT</i>	Piezo-electric Transducer	Céramique piézo-électrique	—
<i>RF</i>	Radiofréquence	Radio Frequency	<i>RF</i>
<i>S</i>	Onde Stokes	Stokes wave	<i>S</i>
<i>SMF</i>	Single-Mode Fiber	Fibre monomode	—
<i>SMF28</i>	Corning® standard silica Single-Mode Fiber	Fibre silice monomode standard de Corning®	—
<i>SSA</i>	Signal Source Analyser	Analyseur de Source de Signal	—
<i>WDM</i> — <i>PON</i>	Wavelength Division Multiplexing – Passive Optical Network		—
<i>QAM</i>	Quadrature Amplitude Modulation	Modulation d'amplitude en quadrature	—

Symboles	Définition	Unité
A_{eff}	Aire effective	$[\mu m^2]$
a	Facteur de polarisabilité moléculaire	$[Fm^2]$
C	Coefficient de compressibilité du milieu	$[Pa^{-1}]$
C_s	Coefficient de compressibilité à entropie constante	$[Pa^{-1}]$
C_T	Coefficient de compressibilité à température constante	$[Pa^{-1}]$
c	Célérité de la lumière dans le vide	$[m/s]$
c_p	Capacité thermique massique à pression constante	$[J/kg/K]$
c_V	Capacité thermique massique à volume constant	$[J/kg/K]$
$\vec{E}_j$	Champ électrique de l'onde électromagnétique j ($j = P, S, AS$)	$[V/m]$
f	Fréquence électrique	$[Hz]$
$\vec{f}$	Somme des forces agissant sur un élément de volume	$[N]$
G	Gain de simple passage (Boyd)	$[\]$
G_{th}	Gain de simple passage au seuil de la diffusion Brillouin stimulée (sans déplétion de la Pompe par la DBS)	$[\]$
g_{th}	Gain de simple passage au seuil de la diffusion Brillouin stimulée (avec déplétion de la Pompe par la DBS)	$[\]$
g_B	Coefficient de gain Brillouin	$[m/W]$
h	Constante de Planck	$[Js]$
I	Courant électrique	$[mA]$
K	Coefficient d'incompressibilité (ou d'élasticité) du milieu	$[Pa]$
K_s	Coefficient d'incompressibilité mesurée à entropie constante	$[Pa]$
k	Constante de Boltzmann	$[J/K]$
k_j	Nombre d'onde de l'onde j ($j = P, S, AS$)	$[rad/m]$
$\vec{k}_j$	Vecteur d'onde de l'onde j ($j = P, S, AS$)	$[\]$
N	Nombre de photons	$[\]$
n	Indice de réfraction du milieu	$[\]$
n_0	Indice de réfraction linéaire	$[\]$
n_2	Indice de réfraction non-linéaire	$[m^2/W]$
n_{eff}	Indice de réfraction effectif	$[\]$
P	Puissance	$[mW]$
P_j	Puissance de l'onde j ($j = P, S, AS$)	$[mW]$
P_{Sj}	Puissance de l'onde Stokes d'ordre j dans la cavité ($j = 1, 2, 3, \dots$)	$[mW]$
P_{th}	Puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée	$[mW]$
P_{thSj}	Puissance de seuil d'un laser Brillouin d'ordre j ($j = 1, 2, 3, \dots$)	$[mW]$
P_{Sjout}	Puissance de sortie du laser Brillouin d'ordre j ($j = 1, 2, 3, \dots$)	$[mW]$
$\vec{P}$	Champ de polarisation du milieu	$[C/m^2]$
$\vec{P}(\Delta)$	Champ de polarisation additionnelle (source de la diffusion)	$[C/m^2]$
p	Pression (variable thermodynamique)	$[Pa]$
$p_{11,12}$	Coefficients photo-élastiques de Pockels	$[\]$
q	Charge d'un électron	$[C]$
$\vec{r}$	Vecteur de position	$[m]$
s	Entropie (variable thermodynamique)	$[J/K]$
T	Température (variable thermodynamique)	$[K]$
V	Volume	$[m^3]$
V_A	Vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le milieu	$[m/s]$
z	Variable d'espace dans la direction de propagation	$[m]$
α	Perte de transmission de la fibre	$[/m]$

α_B	Coefficient d'atténuation de l'onde acoustique dans la fibre	[/m]
γ	Coefficient non-linéaire Kerr	[/W/km]
γ_e	Constante électrostrictive relative du milieu	[/W/km]
Γ_A	Paramètre d'amortissement de l'onde acoustique	[MHz]
Γ_B	Coefficient d'amortissement des ondes acoustiques qui participent à la diffusion Brillouin stimulée	[MHz]
Γ_r	Taux de pertes de la cavité	[MHz]
Δp	Variation de la pression	[Pa]
Δn	Biréfringence	[]
ΔV	Variation de volume	[m ³]
$\Delta \epsilon$	Variation de la permittivité diélectrique du milieu	[F/m]
$\Delta \nu_B$	Largeur de la bande de gain Brillouin	[MHz]
$\Delta \rho$	Variation de la densité du milieu	[kg/m ³]
$\Delta \chi$	Fluctuations spatiales et temporelles de la susceptibilité diélectrique du milieu	[]
ϵ	Permittivité diélectrique du milieu	[F/m]
ϵ_0	Permittivité électrique du vide	[F/m]
ϵ_r	Permittivité diélectrique relative (à ϵ_0) du milieu	[]
η_p	Coefficient de recouvrement en polarisation	[]
θ	Angle entre les vecteurs d'onde de pompe et Stokes	[rad]
Λ	Rapport entre la circonférence des particules du milieu diffusant et la longueur d'onde de la lumière incidente	[]
λ	Longueur d'onde	[nm]
λ_B	Décalage Brillouin en longueur d'onde	[nm]
λ_j	Longueur d'onde de l'onde j ($j = P, S, AS$)	[nm]
μ_0	Perméabilité du vide	[kg m / A ² / s ²]
ν	Fréquence optique	[GHz]
ν_B	Décalage Brillouin (Fréquence Brillouin)	[GHz]
ν_j	Fréquence de l'onde j ($j = P, S, AS$)	[GHz]
ρ	Densité (masse volumique) du milieu	[kg/m ³]
ρ_0	Densité moyenne du milieu	[kg/m ³]
χ	Susceptibilité diélectrique	[]
ω	Fréquence angulaire (pulsation)	[GHz]
ω_B	Décalage Brillouin en termes de pulsation	[GHz]
ω_j	Fréquence angulaire (pulsation) de l'onde j ($j = P, S, AS$)	[GHz]

À mes chers parents, mon père Amazan
FRESNEL et ma mère Justine JODESTY, qui
sont toujours là pour moi, qui ont fait tout
leur possible pour me permettre de suivre mes
études dans les meilleures conditions
possibles et qui, par-dessus tout, croient en
moi. Qu'ils trouvent dans ce travail toute ma
reconnaissance et tout mon amour. À mon
cher frère Frédéric et à mes chères sœurs
Evanèse et Jusline, ainsi qu'à leurs époux. Je
vous aime de l'amour le plus sincère. À mes
tantes et à mes oncles. Particulièrement à ma
chère tante Evane qui m'a beaucoup donné. À
mes chers cousins et cousines. À tous mes
amis. À tous ceux qui me suivent. À ma belle-
famille. À ma femme, Jemima PIERRE-
JACQUES. Ton soutien, ton dévouement et
ton amour sont inestimables. Que ce travail
soit le témoignage de mon amour



« On ne pourra bien dessiner
le simple qu'après une étude
approfondie du complexe. »

Gaston Bachelard

« Il y plus de lumière et de
sagesse dans beaucoup
d'hommes réunis que dans un
seul. »

Alexis de Tocqueville



Remerciements

Les travaux de recherches présentés dans ce manuscrit sont réalisés aux laboratoires FOTON à Lannion et COPL à Québec.

Je remercie sincèrement et infiniment le professeur Pascal BESNARD, du laboratoire CNRS-Foton (ENSSAT/Université de Rennes1/France) et la professeure Sophie LAROCHELLE, du COPL (Université Laval/Québec) respectivement directeur et directrice de mes travaux de recherches. Vous m'avez accepté dans vos groupes respectifs et vous m'avez consacré votre temps. Vos aides ont été essentielles à la réalisation de ces travaux. Vous m'avez guidé dans mes recherches et ensemble, nous avons trouvé des solutions pour avancer. Je vous suis très reconnaissant.

Je remercie tous ceux qui ont participé, de près ou de loin, à la réalisation de ces travaux. Je pense particulièrement à Jean-Claude SIMON, Bruno VINOUE et Vincent RONCIN, qui m'ont guidé sur le droit chemin pour l'asservissement électronique de mes systèmes ; Éric BORGNE, Sébastien LOBO, Robert MADEC, Patrick LAROCHELLE, Philippe CHRÉTIEN, ... pour ses importants soutiens techniques. Je remercie également Laurent BRAMERIE, Mathilde GAY, Yannick DUMEIGE, Patrice FÉRON, Frédéric GINOVAR, Monique THUAL, Michel JOINDOT, Lixian WANG, Jean-Daniel DESCHENES, Younès MESSADDEQ, Leslie RUSCH, Margaux BARBIER, Dominique MAMMEZ, Loïc BODIOU, Yann BOUCHER, Mohamed CHAIBI, Thierry CHARTIER, Christophe PEUCHERET, Parastesh PIRASTEH, Anne-Marie QUERRE, Emilie CARQUIN, Sandra COMELET-CHARDON, Gwenola MADELEINE, ... qui ont été pour moi comme une source de motivation pour atteindre mes objectifs. Je veux aussi remercier Marie-Claire RENELLE-MENGUY, Carole PERROT, Jonathan LEMAITRE, Vincent CHEVRETTE, Sylvain FÈVE, Martin BLOUIN, Christian SAUQUET, Françoise TOUPIN, les permanents du service technique de l'ENSSAT, ... qui ont toujours répondu chaleureusement et constructivement à mes sollicitations.

Je souhaite particulièrement remercier Stéphane TREBAOL, maître de conférences à l'ENSSAT/Université Rennes1, membre de Foton, pour sa collaboration inconditionnelle. La clarté et la sincérité de ses échanges ont permis de mener à bien ce projet. Merci aussi pour sa précieuse aide à la relecture et à la correction de ma thèse.

Je remercie aussi Christelle PAREIGE, ingénieure d'étude-CNRS, attachée à Foton pour l'Instrumentation scientifique en optique, laser, photonique, qui s'est toujours efforcée de nous fournir le bon matériel et les prérequis techniques nécessaires pour avancer convenablement dans nos manipulations, qui certainement nous assiste et corrige aussi nos erreurs.

Je remercie aussi tous mes collègues doctorants et stagiaires qui ont partagé avec moi les bureaux du laboratoire Foton et du COPL. Merci à Kenny HEY-TOW, Yohann LÉGUILLON, Alphonse RASOLONIAINA, Kevin LENGLE, Vincent HUET, Maxime BAILLOT, Dame THIAM, Pauline GIRAULT, Enguerran DELCOURT, Trung-Hien NGUYEN, Aldo GUTIERREZ, Paul AZUELOS, M. Omar SAHNI, Jean-Baptiste CEPPE, Rodolphe COLLIN, Joseph SLIM, Antoine CONGAR, Ananthu SEBASTIAN, Yacine KASSIMI, Cang JIN, Charles BRUNET, Reza Mirzaei NEJAD, Pravin VAITY, Karen ALLAHVERDYAN, Alessandro CORSI, Pierre-Luc FORTIN, Jonathan ST-YVES, ...

Mes remerciements vont évidemment à Yves JAOUEN, Frédéric DU BURCK, Michel PICHÉ et Bora UNG qui ont accepté de juger mes résultats. Ces travaux auront définitivement vos inestimables empreintes. Veuillez accepter nos plus sincères considérations et admirations pour vos qualités humaines et professionnelles.

Ce travail est aussi le fruit de nombreuses années d'études. Je veux donc remercier tous ceux qui ont participé de près ou de loin à ma formation, en particulier tous les professeurs de l'École Normale Supérieure (ENS) et de la faculté des sciences (fds) de l'Université d'État d'Haiti (UEH). Dans le même sens, mes remerciements vont aux professeurs de l'Unité de Formation et de Recherches en Sciences Exactes et Naturelles (UFR-SEN) de l'Université des Antilles; aux enseignants du master Photonique de

l'Université Européenne de Bretagne (UEB); aux personnels directeurs, enseignants, chercheurs et techniciens de l'université Rennes1 en France et de l'université Laval au Québec.

Enfin (puisque'il faut garder le meilleur pour la fin), je tiens à remercier Dieu, l'omniscient et l'omnipotent de m'avoir donné la foi et le courage pour faire ce chemin.

« Je puis tout par celui qui me fortifie. »

Introduction générale

Introduction générale

Contexte de la thèse

En 1953, *Charles Townes* exploita le principe de l'émission stimulée prédit par Albert Einstein en 1917 et réalisa un amplificateur de micro-ondes, que l'on appela « maser » pour *microwave amplification by stimulated emission of radiation*. Ce dispositif, produisant un faisceau cohérent de micro-ondes, était utilisé pour les communications.

En octobre 1954, les résultats des travaux de *Nikolay Bassov* et *Alexander Prokhorov*, remontant à mai 1952, sur les principes théoriques du fonctionnement du maser, sont publiés. En 1958, *Townes* et *Schawlow* publièrent un papier dans lequel ils présentèrent la possibilité d'étendre le concept du maser aux fréquences optiques. Ces chercheurs se partageront d'ailleurs le prix Nobel de Physique de 1964, une moitié à *Townes* et l'autre moitié également répartie entre *Nikolay Bassov* et *Alexander Prokhorov*.

En 1960, *Théodore Maiman* de "*Hughes Research Laboratories*" réalisa le premier « laser » (*light amplification by stimulated emission of radiation*). Descendant direct du maser, le laser fut d'ailleurs appelé maser optique ; la seule différence étant que l'onde amplifiée est optique.

À partir de cette date, le développement des lasers fut plutôt rapide. De nombreuses techniques ont été étudiées et mises en œuvre, que cela soit dans le choix du milieu amplificateur utilisé, de l'arrangement de la cavité, du système de pompage, etc, pour améliorer le contrôle, l'exploitation et la fiabilité des lasers. À côté de l'intérêt suscité dans le domaine de la recherche scientifique, les lasers trouveront aussi rapidement des applications industrielles. C'est ainsi que cinq ans après la réalisation du laser à rubis de *Maiman*, un perçage de 4,7 mm de diamètre et de 2 mm de profondeur dans un diamant était possible en 15 minutes contre 24 heures selon une technique classique [1] .

Dix ans plus tard, le principe de la fibre optique sera développé dans les laboratoires de l'entreprise américaine *Corning Glass Works* (actuelle *Corning Incorporated*). La fibre optique consiste en un fil de verre ou de plastique qui permet de conduire la lumière en exploitant les propriétés réfractrices de la lumière décrites par *Jean-Daniel Colladon* et *Jacques Babinet* au début des années 1840 [2]. Ainsi, si vraie que l'utilisation du verre en conjonction avec la lumière n'est pas récente, la fibre optique sera le support déterminant pour la transmission de données et de la lumière sur des centaines, voire milliers de kilomètres. En 2009, *Charles Kuen Kao* reçut le prix Nobel de physique « pour ses réalisations remarquables en matière de transmission de la lumière dans les fibres pour la communication optique ».

Avec le laser, la fibre optique a constitué l'un des éléments clé de la révolution des télécommunications optiques, surpassant nettement les performances des architectures à base de câbles coaxiaux. En effet,

le laser, en tant que source cohérente¹, permet de transmettre un grand débit d'information sur un réseau couvrant de grandes distances grâce aux faibles pertes ($0,2 \text{ dB/km}$) de la fibre optique.

Cette combinaison, laser et fibre optique, va aussi contribuer à l'émergence d'autres champs de recherche. Les fibres optiques permettent l'étude de certains effets non-linéaires. Des effets non-linéaires du troisième ordre ont été observés et sont relatés dans la littérature. C'est le cas de l'effet Kerr, de la diffusion Raman et de la diffusion Brillouin.

La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes est essentiellement une rétrodiffusion. Il s'agit de l'effet non-linéaire dominant dans les systèmes optiques [3], [4]. Au milieu des années 90, la diffusion Brillouin stimulée a été surtout étudiée dans le domaine des télécommunications par fibres optiques [5] et des capteurs à fibre optique distribués [6]–[9]. La diffusion Brillouin stimulée peut limiter la performance des systèmes de communication optique cohérente en réfléchissant une bonne partie de la puissance émise dans la fibre optique en une onde Stokes contra-propagative décalée de la fréquence Brillouin. Comme conséquence, il en résulte une forte déplétion de la pompe. Dans les fibres monomodes (ayant un cœur très petit, de quelques μm), le seuil Brillouin peut être très bas, de l'ordre du mW (dépendamment de la longueur de fibre utilisée, de la longueur d'onde de la pompe et de sa largeur de raie) ; ce qui limite la puissance maximale qu'une fibre optique peut transmettre. D'un autre côté, dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit dans les systèmes de capteurs à fibre optique distribués, on cherche à augmenter l'effet de diffusion Brillouin stimulée. Compte tenu de ces deux situations d'applications différentes, il a été jugé bon de bien comprendre la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques surtout en ce qui a trait aux grandes longueurs de propagation.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons, à l'étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques spéciales et à la réalisation de sources laser à fibre exploitant cet effet non-linéaire.

D'une manière générale, les lasers à fibre possèdent des propriétés singulières. Par exemple, dans le cadre de ces travaux de recherche sur les lasers cohérents, leur intérêt réside dans une excellente qualité de faisceau qui peut accompagner une émission continue et monomode longitudinal. Ils constituent par conséquent des bons candidats pour faire de la télécommunication optique, de la métrologie des fréquences, ou encore des capteurs de température et de pression. Dans tous ces domaines d'intérêt, il y a un besoin croissant de minimiser les fluctuations d'intensité et de fréquence des lasers utilisés. Les lasers à fibre Brillouin offrent l'avantage de disposer d'une fine largeur de raie ainsi que d'un faible bruit d'intensité, de fréquence ou de phase [10]. En effet, exploiter de la diffusion Brillouin stimulée dans des résonateurs de fibre optique en anneau pour obtenir un laser à fibre Brillouin permet de réduire le bruit

¹ On dit que deux sources sont cohérentes si elles ont exactement la même fréquence et ont une différence de phase nulle ou constante. La plupart des sources de lumière autour de nous (la lampe, le soleil, la bougie, etc.) sont une combinaison de multitude de sources de lumière incohérentes. Le laser est une source cohérente lorsque les multiples sources constitutives du laser sont verrouillées en phase.

d'intensité et de fréquence du laser de pompe. C'est ce que nous allons montrer au fil des chapitres de ce manuscrit.

Les sources lasers à fibre Brillouin trouvent des applications non seulement dans le domaine des télécommunications, mais aussi dans la défense, l'aéronautique, la métrologie, etc. Par exemple, pour les communications optiques cohérentes, les nouveaux formats de modulation avancés tel xQAM [11] impliquent l'emploi d'une source très cohérente, tandis que l'emploi d'impulsions de *Nyquist* [12] exige deux sources accordables cohérentes. L'amplification ou la régénération de phase nécessitent des lasers à blocage de modes stabilisés et à forte cohérence² [13]. Des peignes de fréquences stabilisés sont aussi intéressants pour les systèmes WDM PON, l'échantillonnage optique à haute fréquence ($f > 100 \text{ GHz}$), ou la métrologie (spectroscopie à haute résolution résolue en temps...). Les futurs systèmes radiofréquences exigent également la génération de signaux opto-hyper à faible bruit de phase par battement de fréquences optiques [14].

Le domaine des télécommunications a été le principal moteur du développement des fibres optiques. Pratiquement toutes les fibres optiques classiques dites standards (comme le SMF28 de Corning) ont été développées pour favoriser une bonne transmission de données optiques sur de longues distances. Elles sont faites en silice, présentent une faible atténuation du signal transmis ($0,2 \text{ dB/km}$) et constituent généralement un milieu de propagation linéaire sinon très faiblement non-linéaire. Y générer des effets non-linéaires nécessite une intensité de l'onde optique incidente relativement élevée. Pour réduire la puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée à 15 mW dans les fibres optiques standard, une centaine de mètres est nécessaire. Pour avoir un fonctionnement mono-fréquence d'un laser Brillouin (longueur inférieure à 20 m pour une cavité en anneau à fibre silice standard), plus de 100 mW est nécessaire en pompage non-résonant pour lequel l'onde Pompe ne fait qu'un passage dans la cavité laser. Lorsque la fibre est à maintien de polarisation, un seuil plus faible, de l'ordre de $3,8 \text{ mW}$, est atteint avec un pompage résonant pour lequel la cavité est accordée pour permettre à l'onde Pompe de réaliser plusieurs passages dans la cavité laser [15]. Selon les études de A. K $\ddot{u}$ ng [16], une puissance de $100 \text{ }\mu\text{W}$ peut même être suffisante avec une plus grande longueur de fibre ($> 30 \text{ m}$).

Une solution pour réduire le seuil Brillouin est d'utiliser des fibres optiques fortement non-linéaires, d'où notre intérêt, au début de nos travaux, pour les fibres en verre de chalcogénures. Ces dernières présentent une réponse non-linéaire très élevée se caractérisant par un gain Brillouin 100 fois plus grand que celui de la silice [17]. En dépit de cette qualité, certaines contraintes liées notamment à l'atténuation totale et aux pertes par couplage (réflexion de Fresnel, qualité du couplage, ...) dans les fibres optiques en verres de chalcogénures constituent encore aujourd'hui une véritable limite pour son exploitation dans les lasers à fibre Brillouin.

² Menlo Systems (<http://www.menlosystems.com/>), système laser basé sur les travaux du prix Nobel Hänsch.

D'importantes avancées technologiques ont été obtenues dans la quête de l'augmentation de la capacité des liens optiques. Le signal optique est présentement multiplexé en temps, en longueur d'onde, en polarisation et en phase. Le multiplexage spatial est la proposition actuelle [18][19][20] pour répondre aux besoins croissants de largeur de bande. Depuis un certain temps, le COPL (Centre Optique, Photonique et Lasers) de l'Université Laval à Québec, développe des fibres faiblement multimodes et y étudie la transmission. L'étude de l'effet non-linéaire Brillouin dans ces fibres est une problématique de recherche actuelle ouvrant de nouvelles possibilités pour réaliser des capteurs et des lasers Brillouin émettant sur les modes d'ordres supérieurs.

Objectifs de la thèse

Le travail réalisé au cours de ce doctorat se veut être une contribution à l'étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques. L'objectif principal de ce travail particulièrement expérimental consiste à caractériser les lasers Brillouin à fibre optique en anneau à multiples ordres d'ondes Stokes.

Avant d'y arriver, nous avons besoin de bien comprendre la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques. Les paramètres caractéristiques de la diffusion Brillouin devront être identifiés, quantifiés et analysés. Pour cela, nous devons tout d'abord réaliser les bancs expérimentaux pour la caractérisation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes. Ensuite, nous nous intéresserons à la conception et la réalisation d'un laser Brillouin à fibre optique à multiples ordres d'ondes Stokes. Celui-ci sera optimisé pour des applications spécifiques telles l'imagerie moléculaire, la métrologie, l'échantillonnage, les télécommunications optiques. Par conséquent, il devra avoir une puissance de seuil laser minimal et être faiblement bruité en intensité et en fréquence. C'est en ce sens que nous étudierons entre autres sa largeur de raie, son bruit de fréquence et son bruit d'intensité.

Organisation du manuscrit

On peut considérer que le présent document est rédigé en deux grandes parties. Une première, développée en deux chapitres (chapitre 1 et 2), présente une description générale de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques. La deuxième partie, développée en trois chapitres (chapitres 3, 4 et 5), s'intéresse plus particulièrement aux lasers Brillouin à fibres optiques en anneau.

Dans le premier chapitre, nous étudions la diffusion Brillouin dans les fibres optiques monomodes. Nous commençons par identifier les origines de la diffusion Brillouin spontanée et celles de la diffusion Brillouin stimulée. Le spectre de la diffusion Brillouin permet de distinguer trois paramètres clés. Le décalage Brillouin, la bande de gain Brillouin et le coefficient de gain Brillouin sont examinés afin de comprendre

comment intensifier le phénomène de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques monomodes (SMF pour *Single Mode Fiber*) et faiblement multimodes (FMF pour *Few Mode Fiber*). Le chapitre se termine en passant en revue quelques applications directes de la diffusion Brillouin stimulée. Nous nous intéresserons particulièrement aux lasers Brillouin à fibre optique en anneau.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons les outils pour caractériser la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes. Nous présenterons les bancs de caractérisation Brillouin qui seront améliorés ou développés pour quantifier correctement la fréquence Brillouin, la bande de gain Brillouin et le coefficient de gain Brillouin. Les quelques modifications nécessaires pour la détermination des paramètres Brillouin dans les fibres multimodes sont données en annexe. Cette étape de caractérisation Brillouin était importante pour la suite de notre projet, qui consista en la réalisation et la caractérisation de lasers Brillouin à fibres optiques.

Dans le troisième chapitre, les propriétés statiques des lasers Brillouin à fibre optique en anneau sont examinées. La finesse, la puissance de seuil laser, le rendement, l'efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant sont explorés. En pompage non-résonant, nous comparons la puissance de seuil du laser Brillouin classique à fibre optique de silice standard (1R-SMF28-LBF1) et celle du laser Brillouin à fibre optique de silice à maintien de polarisation (1R-SMFPM-LBF1). Le chapitre se termine avec une caractérisation en puissance du laser Brillouin à multiples ordres d'ondes Stokes (2R-SMFPM-LBF) réalisée dans le cadre de notre étude.

Les chapitres quatre et cinq traitent de la dynamique du laser Brillouin à fibre optique en anneau, respectivement en termes de bruit d'intensité et de bruit de fréquence.

Dans le quatrième chapitre, nous discutons du bruit d'intensité des lasers Brillouin étudiés. Nous commençons par analyser le bruit d'intensité du laser Brillouin en pompage non-résonant pour se concentrer après sur celui du laser Brillouin en pompage résonant. Les signaux lasers Brillouin des ondes Stokes d'ordres 1, 2 et 3 sont caractérisés, ce qui nous permet de décrire le comportement du laser Brillouin à multiples ordres d'ondes Stokes en termes de bruit d'intensité.

Dans le cinquième et dernier chapitre du document, c'est la cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau qui est étudiée. Pour cela, nous mesurons la largeur de raie et le bruit de fréquence du laser Brillouin. Comme pour le bruit d'intensité, nous proposons une description du comportement du laser Brillouin à multiples ordres d'ondes Stokes en termes de bruit de fréquence.

Chapitre 1

Diffusion Brillouin dans les fibres optiques

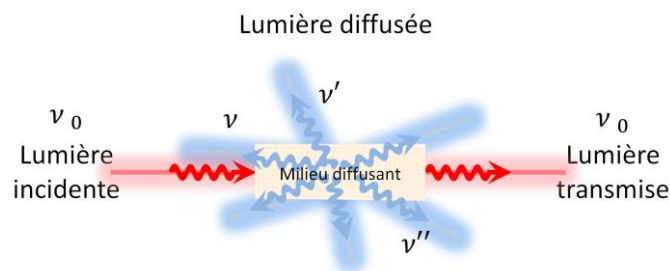
1 Diffusion Brillouin dans les fibres optiques monomodes

1.1 Diffusion de la lumière : généralités

La diffusion est le phénomène par lequel un rayonnement, comme la lumière, le son ou une particule en mouvement, est dévié dans de multiples directions par une interaction avec d'autres particules. Selon le milieu avec lequel le rayonnement interagit, la diffusion peut se faire dans toutes les directions (cas isotrope) ou privilégier des directions précises (cas anisotrope). En particulier, la partie de l'onde incidente, qui est déviée dans la direction d'où elle a été émise, est appelée rétrodiffusion.

La diffusion des ondes électromagnétiques, comme la lumière et les ondes radio, sont l'une des formes de diffusion de rayonnement les plus connues et couramment rencontrées. Lorsque la lumière incidente de fréquence ν_0 rencontre un milieu diffusant, elle peut être transmise sans subir de déviation ou déviée selon des angles de diffusion différents à des fréquences distinctes ν , ν' ou ν'' comme le montre la figure 1-1.

Ainsi, pour une onde incidente monochromatique de fréquence ν_0 , la diffusion peut être élastique ou inélastique.



1-1 : Diffusion de la lumière

(ν_0 : fréquence de l'onde incidente, ν , ν' , ν'' , ... : fréquences des ondes diffusées)

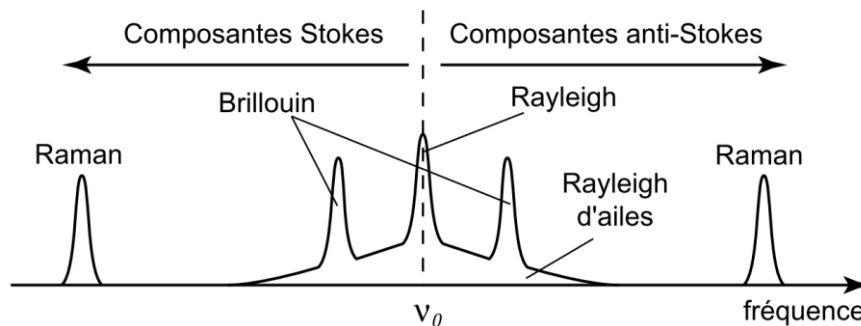
Considérons tout d'abord les processus de diffusions élastiques. Soit Λ , un paramètre sans dimension, défini par le rapport entre la circonférence πD_p des particules du milieu diffusant et la longueur d'onde λ_0 de la lumière incidente :

$$\Lambda = \frac{\pi D_p}{\lambda_0} \quad 1-1$$

Selon la valeur de Λ , la diffusion de la lumière peut être classée en trois (3) grandes catégories :

1. $\Lambda \ll 1$: La taille des particules est très petite par rapport à la longueur d'onde de la lumière incidente (Diffusion de Rayleigh).
2. $\Lambda \approx 1$: Les particules, généralement considérées comme sphériques, ont à peu près la même taille que la longueur d'onde de la lumière incidente. Cette diffusion appelée diffusion de Mie³ désigne la diffusion par des particules dont le rayon varie entre 0,1 et 10 fois la longueur d'onde de la lumière incidente.
3. $\Lambda \gg 1$: La taille des particules est très grande par rapport à la longueur d'onde de la lumière incidente (Diffusion géométrique).

Sur le spectre de lumière diffusée de la figure 1-2, la fréquence moyenne ν_0 de la diffusion Rayleigh par exemple, est la même que celle de l'onde incidente ; Il n'y a pas (ou très peu) de changement d'énergie entre la radiation avant et après la diffusion. Cette diffusion est dite élastique. À l'inverse, la diffusion est dite inélastique quand il y a changement de fréquence entre le faisceau incident et le faisceau émis (diffusion Brillouin et Raman de la figure 1-2). On parle, dans ce cas, d'une diffusion de type Stokes s'il y a une perte d'énergie (la fréquence de la lumière diffusée est inférieure à celle de la lumière incidente (flèche vers la gauche sur la figure 1-2)) et d'une diffusion de type anti-Stokes s'il y a un gain d'énergie (la fréquence de la lumière diffusée est supérieure à celle de la lumière incidente (flèche vers la droite sur la figure 1-2)).



1-2 : Spectre typique de la lumière diffusée spontanément par un milieu diffusant

(ν_0 : fréquence de l'onde incidente)

Les différentes composantes du spectre de diffusion spontanée de la lumière sont représentées sur la figure 1-2. On distingue :

- la diffusion Rayleigh-centre (ou simplement Rayleigh), qui provient des fluctuations structurelles de densité du milieu (fluctuations d'entropie⁴). Les centres de diffusion étant statiques dans le milieu diffusant, cela ne provoque pas de décalage en fréquence entre la lumière incidente et la lumière diffusée. Toutefois, le spectre initial s'élargit [21]. C'est pourquoi, cette diffusion est

³ La diffusion de Rayleigh est un cas limite de la diffusion de Mie

⁴ Au niveau microscopique, l'entropie est le nom donné par Rudolf Clausius à la fonction d'état notée s qui caractérise l'état de « désordre » d'un système. Au niveau macroscopique, elle définit l'état d'équilibre d'un système donné.

souvent dite quasi-élastique. Elle est importante dans les milieux amorphes comme dans la silice de la fibre optique.

- la diffusion Rayleigh-aile (ou Rayleigh-Wing en anglais), qui résulte des fluctuations de l'orientation des molécules asymétriques du milieu [21]. En moyenne, il n'y a pas de décalage de fréquence, mais l'élargissement spectral est plus étendu.
- la diffusion Brillouin, qui trouve son origine dans les fluctuations de densité associées aux variations de pression dans le milieu [22]. Elle résulte de l'interaction entre la lumière (un photon) avec une onde acoustique (un phonon acoustique). Induites par une agitation thermique, ces ondes acoustiques se propageant dans le milieu diffusent la lumière de manière inélastique. Nous reviendrons plus en détails sur ce processus au cours de ce manuscrit.
- la diffusion Raman [23], qui trouve également son origine dans l'interaction de la lumière avec les états vibratoires des molécules du milieu. Comme pour la diffusion Brillouin, ces phonons dits optiques sont aussi induites par l'agitation thermique, mais l'énergie de ces modes de vibration moléculaires est plus élevée, rendant la diffusion hautement inélastique [16]. La lumière diffusée est décalée spectralement de plusieurs dizaines de THz et la largeur spectrale est de l'ordre du THz.

Des ordres de grandeurs typiques de quelques paramètres (décalage en fréquence, largeur spectrale de l'onde émise, temps de relaxation des ondes qui interagissent avec la lumière incidente et gain) de la diffusion de la lumière dans les milieux solides pour les différentes composantes du spectre de diffusion de la figure 1-2 (Rayleigh, Brillouin et Raman), sont donnés dans le tableau 1-1.

Diffusion	Décalage [Hz]	Bande de gain [Hz]	Temps de relaxation [s]	Coefficient de gain [m/W]
Rayleigh-centre	0	$15 \cdot 10^6$	10^{-8}	10^{-12}
Rayleigh-aile	0	$150 \cdot 10^9$	10^{-12}	10^{-11}
Brillouin	$< 15 \cdot 10^9$	$150 \cdot 10^6$	10^{-9}	10^{-10}
Raman	$< 15 \cdot 10^{12}$	$150 \cdot 10^9$	10^{-12}	$5 \cdot 10^{-11}$

1-1 : Ordre de grandeur typique des paramètres de la diffusion spontanée Rayleigh, Brillouin et Raman [24]

La diffusion Brillouin dans les fibres optiques est celle qui nous intéresse particulièrement dans le cadre de ces travaux de recherche. Il s'agit, rappelons-le, de la diffusion inélastique de la lumière par les ondes acoustiques d'un milieu. Cet effet a été prédit en 1914 par *Léon Nicolas Brillouin* [22] [25] et observé pour la première fois en 1964 [26], [27]. Le processus de diffusion Brillouin spontanée peut avoir lieu pour des puissances optiques très faibles. Un photon incident peut être converti en un phonon et un photon diffusé (ayant généralement une énergie plus faible et se propageant dans la direction opposée à celle du photon incident). Lorsqu'on augmente la puissance de l'onde optique incidente, elle peut contribuer à augmenter la population des phonons et créer de la diffusion Brillouin stimulée. Une faible onde Stokes rétrodiffusée à la fréquence Brillouin peut être alors amplifiée par le processus stimulé. La diffusion Brillouin stimulée a

été largement étudiée dans les fibres optiques de silice monomodes [20]–[22] puis, plus récemment, dans les fibres optiques multimodes [31]–[34].

Dans les sections suivantes de ce chapitre, nous étudions plus en détail, le processus de diffusion Brillouin en particulier dans les fibres optiques monomodes et faiblement multimodes.

1.2 Diffusion Brillouin spontanée dans les fibres optiques monomodes

La lumière est une onde électromagnétique. En tant que telle, sa propagation dans un milieu est régie par l'équation d'onde perturbée dérivée des équations de Maxwell :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad 1-2$$

où $\vec{E}$ est le champ électrique de l'onde ; c , la vitesse de la lumière dans le vide ; μ_0 , la perméabilité du vide et $\vec{P}$, le champ de polarisation du milieu représentant la réponse du milieu en présence de l'onde.

Dans un milieu diélectrique, la polarisation créée par un champ électrique est caractérisée par la susceptibilité diélectrique χ du milieu. Désignons par $\Delta\chi$, les fluctuations spatiales et temporelles de la susceptibilité diélectrique du milieu. Alors, le champ de polarisation $\vec{P}$ peut s'écrire :

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(\Delta)} = \epsilon_0 \chi \vec{E} + \epsilon_0 \Delta\chi \vec{E} \quad 1-3$$

où ϵ_0 est la permittivité électrique du vide. Celle-ci est liée à la perméabilité du vide μ_0 par la relation :

$$c \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad 1-4$$

De plus l'indice de réfraction n du milieu et sa permittivité diélectrique ϵ sont liés par l'équation :

$$n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0} = \sqrt{1 + \chi} \quad 1-5$$

En remplaçant $\vec{P}$ de l'équation 1-3 dans l'équation 1-2, et en considérant les relations 1-4 et 1-5, l'équation d'onde devient :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{(\Delta)}}{\partial t^2} \quad 1-6$$

Dans un milieu isotrope (les propriétés du milieu sont les mêmes dans toutes les directions) et homogène (les propriétés du milieu sont les mêmes en tout point de l'espace), les fluctuations $\Delta\chi$ de la susceptibilité diélectrique du milieu sont nulles. Le champ de polarisation $\vec{P}$ induit est directement proportionnel au champ électrique $\vec{E}$ et présente de fait une relation linéaire :

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad 1-7$$

Donc lorsque le terme de droite de l'équation 1-6 est nul, la propagation de la lumière dans le milieu d'indice de réfraction n est comparable à sa propagation dans le vide. La vitesse de la lumière dans le milieu est c/n .

Par contre, dans un milieu inhomogène, les fluctuations $\Delta\chi$ de la susceptibilité diélectrique du milieu ne sont pas nulles. Le terme de droite de l'équation 1-6 ne peut se réduire complètement. Il est donc interprété comme le terme source responsable de la diffusion. Autrement dit, les fluctuations $\Delta\chi$ spatiales et temporelles de la susceptibilité diélectrique du milieu sont à l'origine de la diffusion de la lumière.

La diffusion de la lumière est donc intimement liée à la présence d'inhomogénéité dans les propriétés optiques du milieu de propagation. La polarisation additionnelle $\vec{P}^{(\Delta)}$, source de la diffusion, peut aussi s'écrire en fonction d'une variation de permittivité :

$$\vec{P}^{(\Delta)} = \epsilon_0 \Delta\chi \vec{E} = \epsilon_0 \Delta\epsilon_r \vec{E} = \Delta\epsilon \vec{E} \quad 1-8$$

Pour calculer les fluctuations $\Delta\epsilon_r$ de la permittivité diélectrique du milieu, nous considérons que celles-ci sont le résultat de fluctuations des variables thermodynamiques du milieu comme sa densité ρ et sa température T . En supposant que ρ et T sont indépendantes, on peut écrire :

$$\Delta\epsilon_r = \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial \rho} \right)_T \Delta\rho + \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial T} \right)_\rho \Delta T \quad 1-9$$

La permittivité diélectrique ϵ du milieu dépend principalement de la densité ρ du milieu [35]. En négligeant le terme en température⁵ (l'erreur estimée est de l'ordre de 2%), on obtient :

$$\Delta\epsilon_r = \frac{\partial \epsilon_r}{\partial \rho} \Delta\rho = \gamma_e \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad 1-10$$

où ρ_0 est la densité moyenne du matériau et γ_e , la constante électrostrictive relative⁶ du milieu définie par la relation :

⁵ On peut alors omettre l'indice T dans l'écriture de $\partial \epsilon_r / \partial \rho$.

⁶ La constante électrostrictive du milieu est simplement obtenue en multipliant γ_e par ϵ_0 .

$$\gamma_e = \left(\rho \frac{\partial \epsilon_r}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} \quad 1-11$$

À ce stade, il s'avère nécessaire de déterminer les variations $\Delta\rho$ de la densité du milieu, puisque les fluctuations $\Delta\epsilon_r$ de la permittivité diélectrique du milieu sont une fonction de celles-ci (équation 1-10). Pour cela, nous considérons indépendantes les variables thermodynamiques : s (l'entropie) et p (la pression) du milieu. Les variations $\Delta\rho$ de la densité s'écrivent alors :

$$\Delta\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \Delta p + \left(\frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_p \Delta s \quad 1-12$$

Le premier terme en Δp de cette relation décrit les fluctuations adiabatiques⁷ de la densité du milieu (ce qui correspond à une onde acoustique) qui conduisent à la diffusion Brillouin comme nous le montrerons dans la section 1.2.2. Le second terme en Δs , décrit les fluctuations isobares⁸ de la densité du milieu (ce qui correspond à des fluctuations de température ou d'entropie) qui, elles, conduisent à la diffusion Rayleigh-centre comme nous l'avons signalé antérieurement dans la section 1.1.

1.2.1 Ondes acoustiques dans les fibres optiques monomodes

Supposons que, par un procédé quelconque, un élément de volume V dans une fibre optique monomode subisse une variation de pression Δp . La variation relative de volume $\Delta V/V$ engendrée sous l'effet de cette variation de pression Δp est caractérisée par le coefficient de compressibilité⁹ C du milieu, qui est définie par la relation :

$$C \equiv \frac{1}{K} = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} \quad 1-13$$

où K est le module d'incompressibilité ou d'élasticité du milieu, donné en Pascal $[Pa]$. La variation de volume, étant toujours négative avec l'augmentation de la pression, la compressibilité C , telle que définie par l'équation 1-13 est positive. Elle peut être mesurée à température constante (C_T) ou à entropie constante (C_s). Ces deux valeurs possibles de la compressibilité sont liées entre elles par l'indice adiabatique γ du milieu, défini par :

$$\gamma \stackrel{\text{def}}{=} \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_T}{C_s} \quad 1-14$$

⁷ Adiabatique signifiant qu'il n'y a pas d'échange de chaleur avec le milieu extérieur.

⁸ Isobare signifiant que la pression du système est constante et uniforme.

⁹ Le coefficient de compressibilité C d'un corps est une constante qui relie la contrainte au taux de déformation du corps lorsqu'il est soumis à une compression.

où c_p désigne la capacité thermique massique¹⁰ à pression constante et c_v , la capacité thermique massique à volume constant.

Cette pression additionnelle est communiquée aux éléments de volumes adjacents et se propage dans la fibre selon les lois de la mécanique newtonienne. Sa propagation peut être décrite par l'équation d'onde (équation de d'Alembert) :

$$\frac{\partial^2 \Delta \tilde{p}}{\partial t^2} - V_A^2 \nabla^2 \Delta \tilde{p} = 0 \quad 1-15$$

où V_A désigne la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le milieu. En termes de variables thermodynamiques, V_A est donnée par la relation :

$$V_A^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{1}{\rho_0 C_s} = \frac{K_s}{\rho_0} \quad 1-16$$

Dans une fibre optique standard en silice amorphe, de densité $\rho_0 = 2210 \text{ kg/m}^3$ et de module d'incompressibilité $K_s = 7,37 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$, la vitesse de l'onde acoustique vaut $V_A = 5775 \text{ m/s}$ [16].

L'onde de pression s'accompagne d'une onde de variation de densité $\Delta \rho$ du milieu (l'onde acoustique), qui est alors régie par une équation d'onde analogue à celle de la pression (équation 1-15). Soient Γ_A un paramètre d'amortissement et $\vec{f}$, la somme des forces agissant sur un élément de volume V . L'équation d'onde généralisée de l'onde acoustique peut s'écrire sous la forme [35] :

$$\frac{\partial^2 \Delta \tilde{p}}{\partial t^2} - \Gamma_A \nabla^2 \frac{\partial \Delta \tilde{p}}{\partial t} - V_A^2 \nabla^2 \Delta \tilde{p} = \nabla \cdot \vec{f} \quad 1-17$$

Quelle est la nature des ondes acoustiques qui participent à la diffusion Brillouin ? C'est la question à laquelle nous allons répondre dans la section suivante.

1.2.2 Spectre de la diffusion Brillouin en régime spontané

Nous venons de voir que toute variation de la densité $\Delta \rho$ du milieu induit une variation $\Delta \varepsilon$ de la permittivité diélectrique du milieu (équation 1-10). Cette variation de la permittivité diélectrique du milieu, donc de la susceptibilité diélectrique est équivalente à une variation de l'indice de réfraction n de la fibre (équation 1-5). Cette modulation de l'indice optique est à l'origine de la diffusion Brillouin.

¹⁰ La capacité thermique massique, anciennement appelée chaleur massique ou chaleur spécifique est déterminée par la quantité d'énergie à apporter par échange thermique pour élever d'un Kelvin, la température de l'unité de masse d'une substance. Elle est exprimée en $J/kg \text{ K}$.

Pour illustrer la nature de l'onde acoustique de l'équation 1-17 ; considérons la propagation de l'onde donnée par l'expression suivante :

$$\Delta \tilde{p} = \Delta p e^{i(k_B z - \omega_B t)} + c. c. \quad 1-18$$

où k_B désigne le nombre d'onde du son et $\omega_B = 2 \pi \nu_B$, la fréquence angulaire de l'onde acoustique (z est la variable d'espace dans la direction de propagation).

En remplaçant cette onde dans l'équation 1-17 (dans laquelle nous avons considéré $\nabla \cdot \vec{f} = 0$ pour le régime spontané), nous déduisons la relation de dispersion qui relie la pulsation au nombre d'onde :

$$\omega_B^2 = k_B^2 (V_A^2 - i \omega_B \Gamma_A) \quad 1-19$$

Un développement limité à l'ordre 1 au voisinage de $\frac{i \omega_B \Gamma_A}{V_A^2}$ de $\frac{1}{1 - \frac{i \omega_B \Gamma_A}{V_A^2}}$ nous permet de réécrire cette relation sous la forme :

$$k_B^2 = \frac{\omega_B^2}{V_A^2 - i \omega_B \Gamma_A} = \frac{\omega_B^2}{V_A^2} \left(\frac{1}{1 - \frac{i \omega_B \Gamma_A}{V_A^2}} \right) \cong \frac{\omega_B^2}{V_A^2} \left(1 + \frac{i \omega_B \Gamma_A}{V_A^2} \right) \quad 1-20$$

que nous pouvons approximer par :

$$k_B \cong \frac{\omega_B}{V_A} \sqrt{1 + \frac{i \omega_B \Gamma_A}{V_A^2}} \cong \frac{\omega_B}{V_A} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{i \omega_B \Gamma_A}{V_A^2} \right) \cong \frac{\omega_B}{V_A} + \frac{1}{2} \frac{i \Gamma_A}{V_A} \left(\frac{\omega_B}{V_A} \right)^2 \quad 1-21$$

En introduisant le coefficient d'amortissement Γ_B des ondes acoustiques qui participent à la diffusion Brillouin :

$$\Gamma_B = \Gamma_A \left(\frac{\omega_B}{V_A} \right)^2 \quad 1-22$$

L'équation 1-21 devient :

$$k_B \cong \frac{\omega_B}{V_A} + \frac{1}{2} \frac{i \Gamma_B}{V_A} \quad 1-23$$

En introduisant cette expression de k_B dans l'équation 1-18 ; nous déterminons l'intensité de l'onde acoustique, que nous pouvons écrire sous la forme :

$$\|\Delta p(z)\|^2 = \|\Delta p(0)\|^2 e^{-\alpha_B z} \quad 1-24$$

où :

$$\alpha_B = \frac{\Gamma_A}{V_A} \left(\frac{\omega_B}{V_A} \right)^2 = \frac{\Gamma_B}{V_A} \quad 1-25$$

représente le coefficient d'atténuation de l'onde acoustique dans la fibre.

Considérons maintenant une onde incidente P dont le champ électrique $\tilde{E}_P$ est décrit par la relation :

$$\tilde{E}_P(z, t) = E_P e^{i(\vec{k}_P \cdot \vec{r} - \omega_P t)} + c. c. \quad 1-26$$

où $\vec{k}_P$ désigne le vecteur d'onde de la pompe et $\omega_P = 2 \pi \nu_P$, la fréquence angulaire de l'onde pompe ($\vec{r}$ est le vecteur position). Cette onde obéit à l'équation d'onde décrite par l'équation 1-6. On écrit alors :

$$\nabla^2 \tilde{E}_P - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_P}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{P}^{(\Delta)}}{\partial t^2} \quad 1-27$$

La polarisation additionnelle $\tilde{P}^{(\Delta)} = \epsilon \Delta \tilde{\epsilon}_r \tilde{E}_P$ est calculée à partir de l'équation 1-8. Les fluctuations $\Delta \tilde{\epsilon}_r = \gamma_e \frac{\Delta \tilde{\rho}}{\rho_0}$ de la permittivité diélectrique du milieu sont calculées à partir de l'équation 1-10 où γ_e est la constante électrostrictive relative du milieu. Les variations $\Delta \tilde{\rho} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \Delta \tilde{p}$ de la densité correspondent au premier terme du second membre de l'équation 1-12 (qui rend compte de la diffusion Brillouin). Enfin $\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s = \rho_0 C_s$ est déduit de l'équation 1-16 où C_s est le coefficient de compressibilité adiabatique du milieu. La polarisation additionnelle $\tilde{P}^{(\Delta)}$ s'écrit alors :

$$\tilde{P}^{(\Delta)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \gamma_e C_s \Delta \tilde{p}(\vec{r}, t) \tilde{E}_P(z, t) \quad 1-28$$

En remplaçant $\tilde{P}^{(\Delta)}$ dans l'équation 1-27, elle devient :

$$\nabla^2 \tilde{E}_P - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_P}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 \gamma_e C_s \Delta \tilde{p}(\vec{r}, t) \tilde{E}_P(z, t)) \quad 1-29$$

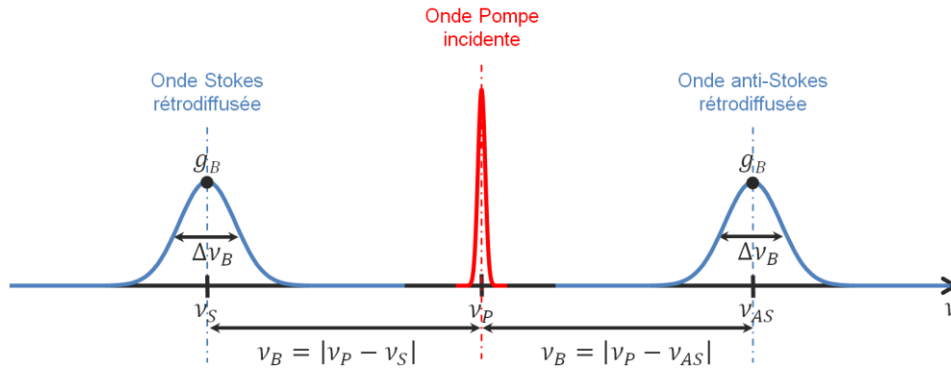
En écrivant $\Delta \tilde{p}(\vec{r}, t)$ sous la forme :

$$\Delta \tilde{p}(\vec{r}, t) = \Delta p e^{i(\vec{k}_B \cdot \vec{r} - \omega_B t)} + c. c. \quad 1-30$$

où nous avons remplacé le nombre d'onde k_B par le vecteur d'onde $\vec{k}_B$ et la variable d'espace z par le vecteur position $\vec{r}$. L'équation 1-29, de la lumière diffusée, devient :

$$\nabla^2 \tilde{E}_P - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_P}{\partial t^2} = -\mu_0 \epsilon_0 \gamma_e C_s \left((\omega_P - \omega_B)^2 E_P \Delta p^* e^{i((\vec{k}_P - \vec{k}_B) \cdot \vec{r} - (\omega_P - \omega_B)t)} \right. \\ \left. + (\omega_P + \omega_B)^2 E_P \Delta p e^{i((\vec{k}_P + \vec{k}_B) \cdot \vec{r} - (\omega_P + \omega_B)t)} + c. c. \right) \quad 1-31$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation 1-31 conduit à une diffusion Stokes (apparition d'une fréquence $\omega_S = \omega_P - \omega_B$ plus petite que la fréquence ω_P de l'onde incidente) tandis que le deuxième terme conduit à une diffusion anti-Stokes (apparition d'une fréquence $\omega_{AS} = \omega_P + \omega_B$ plus grande que la fréquence ω_P de l'onde incidente). Le spectre typique de la diffusion Brillouin spontanée dessiné en bleu sur la figure 1-3 comprend donc une onde Stokes à la fréquence ν_S et une onde anti-Stokes à la fréquence ν_{AS} , toutes deux séparées de l'onde de pompe, dessinée en rouge, par une valeur ν_B que nous appellerons désormais la fréquence Brillouin.



1-3 : Spectre typique de la diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique monomode

(ν_P : fréquence de l'onde Pompe, ν_S : fréquence de l'onde Stokes, ν_{AS} : fréquence de l'onde anti-Stokes, ν_B : fréquence Brillouin, $\Delta\nu_B$: bande de gain Brillouin, g_B : coefficient de gain Brillouin)

1.2.2.1 Diffusion Stokes en régime spontanée

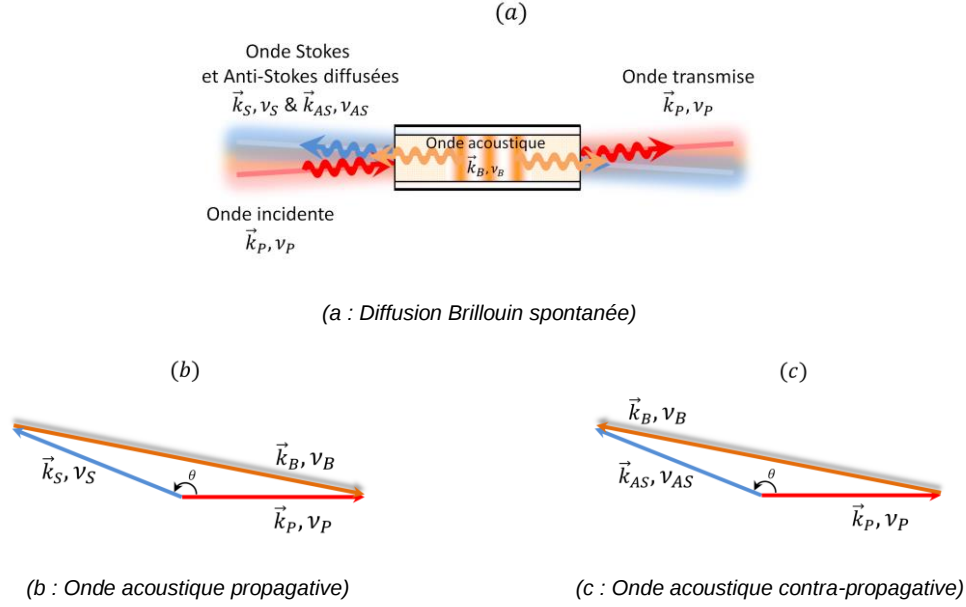
La diffusion Brillouin spontanée (figure 1-4(a)) est le simple résultat de la diffraction de l'onde optique incidente (de fréquence ν_P et de vecteur d'onde $\vec{k}_P$) par un réseau volumique d'indice formé par l'onde acoustique (de fréquence ν_B et de vecteur d'onde $\vec{k}_B$), se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique V_A . Dans une fibre optique monomode, elle se traduit par la formation d'une onde Stokes (de fréquence inférieure $\nu_S = \nu_P - \nu_B$ et de vecteur d'onde $\vec{k}_S$) et d'une onde anti-Stokes (de fréquence supérieure $\nu_{AS} = \nu_P + \nu_B$ et de vecteur d'onde $\vec{k}_{AS}$).

Puisque les ondes acoustiques proviennent de l'agitation thermique, elles n'ont pas de direction privilégiée. Considérons le cas de la figure 1-4(b), où l'onde acoustique est propagative comme l'onde de pompe. Les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie s'appliquent à la diffusion Brillouin spontanée et s'écrivent :

$$\vec{k}_S = \vec{k}_P - \vec{k}_B \quad 1-32$$

$$\nu_S = \nu_P - \nu_B \quad 1-33$$

où $\vec{k}_j, \nu_j$ ($j = P, S, B$) représentent les vecteurs d'ondes et les fréquences des ondes Pompe¹¹, Stokes et acoustique.



1-4 : Représentation schématique de la diffusion Brillouin spontanée

(ν_P, ν_S, ν_B) et $(\vec{k}_P, \vec{k}_S, \vec{k}_B)$ sont les fréquences et les vecteurs d'ondes respectivement des ondes Pompe, Stokes et acoustique, θ est l'angle entre les vecteurs d'ondes Pompe et Stokes)

Comme illustrée sur la figure 1-4(b), k_B peut être obtenu à partir de la relation de la conservation d'impulsion avec l'angle θ entre les ondes Pompe et Stokes, qui s'écrit :

$$k_B^2 = k_P^2 + k_S^2 - 2 k_P k_S \cos \theta \quad 1-34$$

Soit n , l'indice de réfraction de la fibre optique monomode, milieu dans lequel se propagent les ondes optiques Pompe et Stokes. Le module des vecteurs d'ondes k_P et k_S sont obtenus à partir des relations :

$$k_P = \frac{2 \pi n}{\lambda_P}, k_S = \frac{2 \pi n}{\lambda_S} \quad 1-35$$

¹¹ Dans toute la suite du document, l'onde Pompe (avec un P majuscule) désignera une onde optique incidente au milieu diffusant. Il s'agira généralement du signal d'un laser suivi d'un amplificateur optique permettant de générer des effets non-linéaires dans un milieu.

La fréquence ν_B de l'onde acoustique (~ 10 GHz), étant très faible par rapport aux fréquences des ondes optiques (~ 194 THz), on peut considérer que $\nu_P \approx \nu_S$ dans l'équation 1-33, autrement dit que $\lambda_P \approx \lambda_S$. Il s'ensuit que $k_P \approx k_S$ dans les relations de 1-35. L'équation 1-38 devient alors :

$$k_B^2 = 2 k_P^2 - 2 k_P^2 \cos \theta = 2 k_P^2 (1 - \cos \theta) \quad 1-36$$

En utilisant l'identité trigonométrique $1 - \cos(2x) = 2 \sin^2 x$, on écrit simplement :

$$k_B = 2 k_P \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad 1-37$$

Pour déterminer la fréquence Brillouin ν_B , supposons que le coefficient d'absorption α_B de l'onde acoustique soit négligeable ; l'onde se propage alors sans atténuation dans la fibre. Alors la fréquence angulaire ω_B de l'onde acoustique et le nombre d'onde k_B satisfont la relation de dispersion standard suivante :

$$\omega_B = 2\pi \nu_B = V_A k_B \quad 1-38$$

En remplaçant k_B et k_P par leur valeur (des relations de 1-38 et 1-35) dans l'équation 1-37, on déduit la fréquence ν_B de l'onde acoustique, qui correspond au décalage Brillouin entre l'onde Pompe et l'onde Stokes :

$$\nu_B = \frac{2 n V_A}{\lambda_P} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad 1-39$$

Comme on le voit dans l'équation 1-39, le décalage Brillouin ν_B , que l'on appelle encore la fréquence Brillouin, dépend de l'angle de diffusion θ , qui lui-même est défini par la direction de l'onde acoustique dans le milieu. En particulier, la fréquence Brillouin ν_B est maximale pour $\theta = \pi$ et nulle lorsque $\theta = 0$ dans la direction propagative. La seule direction de diffusion admissible dans une fibre optique monomode est donc pour le cas où $\theta = \pi$. On parle alors de rétrodiffusion Brillouin. Dans ce cas, la fréquence Brillouin ν_B vaut simplement :

$$\nu_B = \frac{2 n_{eff} V_A}{\lambda_P} \quad 1-40$$

où n_{eff} est l'indice effectif des ondes optiques à la longueur d'onde λ_P et V_A est la vitesse des ondes acoustiques dans la fibre optique considérée. Le décalage Brillouin ν_B correspond, en fait, à la position du maximum du spectre de gain Brillouin g_B , que nous étudierons plus en détail dans les sections suivantes.

Dans le cas d'une fibre optique avec un cœur d'indice $n = 1,45$, sachant que la vitesse du son dans la silice est de 5775 m/s , et en considérant un champ Pompe de longueur d'onde 1550 nm , le champ Stokes rétrodiffusé est décalé d'environ $10,9 \text{ GHz}$ de la pompe ($\equiv 0,088 \text{ nm}$).

1.2.2.2 Diffusion anti-Stokes en régime spontanée

Le même raisonnement s'applique pour la composante anti-Stokes (figure 1-4(c)), lorsque l'onde acoustique est contra-propagative par rapport à l'onde Pompe.

À partir des équations :

$$\vec{k}_{AS} = \vec{k}_P + \vec{k}_B \quad 1-41$$

$$\nu_{AS} = \nu_P + \nu_B \quad 1-42$$

où $\vec{k}_j$, ν_j ($j = P, AS, B$) représentent les vecteurs d'ondes et les fréquences des ondes Pompe, anti-Stokes et acoustique. Et en considérant $\nu_P \approx \nu_{AS}$ et $k_P \approx k_{AS}$, le décalage Brillouin ν_B obtenu est le même en valeur absolue.

Le sens de propagation des ondes acoustiques impliquées dans la diffusion Stokes et anti-Stokes entraîne respectivement une diminution ($\nu_S = \nu_P - \nu_B$) et un accroissement ($\nu_{AS} = \nu_P + \nu_B$) de la fréquence optique.

En régime spontané, les deux pics Stokes et anti-Stokes présentent des amplitudes comparables (figure 1-3). En régime stimulé cependant, l'amplitude de l'onde Stokes augmente tandis que celle de l'onde anti-Stokes diminue. Nous en discuterons plus en détail dans la section 1.3, lorsque nous aborderons la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques.

Pour une longueur d'onde λ_P donnée de l'onde de pompe, le décalage Brillouin ν_B , étant une fonction de l'indice de réfraction de la fibre (équation 1-40), dépend de la pression et de la température de la fibre. Cette dépendance est utilisée dans des capteurs distribués en température [7], [36]–[40] ou en pression [8], [9], [28], [41]–[43].

1.2.2.3 Largeur spectrale des ondes Stokes et anti-Stokes en régime spontané

Les ondes Stokes et anti-Stokes ont une largeur spectrale (voir figure 1-3) due à l'amortissement des ondes acoustiques, qui se propagent que sur des courtes distances dans la fibre optique. Le temps de

propagation de l'onde acoustique sur ces courtes distances à la vitesse acoustique V_A conduit à une décroissance exponentielle des intensités temporelles ($\|\Delta p(t)\|^2$), caractérisée par le coefficient d'amortissement Γ_B introduit dans l'équation 1-22.

$$\|\Delta p(t)\|^2 = \|\Delta p(0)\|^2 e^{-\Gamma_B t} \quad 1-43$$

Le temps de vie τ_B des phonons acoustiques est lié au coefficient d'amortissement Γ_B par la relation :

$$\tau_B = \frac{1}{\Gamma_B} \quad 1-44$$

Pour déterminer la fréquence Brillouin ν_B , nous avons négligé le coefficient d'absorption α_B de l'onde acoustique. En considérant l'effet de celui-ci, la lumière diffusée dans une direction θ n'est pas monochromatique mais subit un élargissement de sa fréquence angulaire dont la largeur $\Delta\omega_B$ est donnée par :

$$\Delta\omega_B = \frac{1}{\tau_B} = \Gamma_B = \Gamma_A k_B^2 \quad 1-45$$

où l'on a utilisé l'équation 1-25 reliant α_B et Γ_B et Γ_A .

À partir de l'équation 1-37 (donnant k_B en fonction de k_P), nous pouvons réécrire l'équation 1-45 :

$$\Delta\omega_B = \Gamma_A \left(2 k_P \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 = \Gamma_A \left(2 \frac{2\pi n}{\lambda_P} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 = \Gamma_A \left(2 \frac{n}{c} \omega_P \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 \quad 1-46$$

La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_B$ du spectre de la diffusion Brillouin spontanée, représentée sur la figure 1-3, est donc liée au coefficient d'amortissement Γ_B de l'onde acoustique par la relation :

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi} = \frac{\Gamma_A}{2\pi} \left(2 \frac{2\pi n}{\lambda_P} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 \quad 1-47$$

Connaissant la valeur de ν_B (donnée par l'équation 1-39), on peut déterminer le rapport entre la largeur de raie Brillouin $\Delta\nu_B$ et le décalage Brillouin ν_B :

$$\frac{\Delta\nu_B}{\nu_B} = \frac{\Gamma_A}{V_A} \left(2 \frac{2\pi n}{\lambda_P} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) = \frac{\Gamma_A}{V_A} \left(2 \frac{n}{c} \omega_P \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad 1-48$$

Dans le cas de la rétrodiffusion Brillouin ($\theta = \pi$) d'une onde de pompe à la longueur d'onde $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$ dans une fibre optique standard en silice ($n = 1,45$), ce rapport vaut environ $3 \cdot 10^{-3}$ pour $\Gamma_A = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

1.3 Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes

Dans la section 1.2 précédente, nous avons vu que la diffusion de la lumière est la conséquence des fluctuations des propriétés optiques du milieu (équation 1-6). En régime spontané, ces fluctuations (généralement de la permittivité diélectrique ε du milieu) peuvent être causées par des effets thermiques ou quantiques [21]. À température ambiante ($T \approx 300\text{ K}$), l'amplitude des ondes Stokes et anti-Stokes de la diffusion Brillouin spontanée dépend principalement du nombre de phonons acoustiques d'origine thermique (~ 550 pour une onde acoustique de fréquence $\nu_B = 10\text{ GHz}$) présents dans le milieu. Elle est relativement faible, environ 100 fois moins intense que dans la diffusion Rayleigh [44]. En régime stimulé, ces fluctuations sont induites par la présence de l'onde Pompe incidente. En effet, à partir d'une certaine intensité lumineuse injectée dans la fibre, l'interférence entre la lumière incidente et la fraction de lumière préalablement rétrodiffusée, est capable par le biais de l'électrostriction de générer une onde acoustique, qui à son tour diffuse la lumière incidente et renforce l'intensité de la lumière rétrodiffusée. Lorsque l'intensité de l'onde Pompe est suffisamment élevée, l'efficacité de la diffusion Brillouin stimulée peut approcher les 100% [21].

Dans les sections suivantes, nous allons décrire plus en détail le phénomène de l'électrostriction, moteur de la diffusion Brillouin stimulée. Nous étudierons ensuite l'évolution des paramètres caractéristiques de la diffusion Brillouin en régime stimulé.

1.3.1 Électrostriction

Dans un milieu inhomogène, le champ de polarisation $\vec{P}$ est composé d'une partie linéaire $\vec{P}_0$ et d'une partie non-linéaire $\vec{P}^{NL}$. Elle est souvent décrite sous la forme d'une série de Taylor autour du champ électrique $\vec{E} = \vec{0}$, de la manière suivante :

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL} = \chi : \vec{E} + 2 \chi^{(2)} : \vec{E}^2 + 4 \chi^{(3)} : \vec{E}^3 + \dots \quad 1-49$$

où les coefficients $\chi, \chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$ sont les tenseurs de susceptibilité diélectrique d'ordre 1, 2, 3, ... du milieu.

Le tenseur $\chi (= \varepsilon_0 \chi)$ de premier ordre, de l'équation 1-49 de la polarisation, rend compte de la réfraction des ondes et de la biréfringence. C'est le domaine de l'optique linéaire classique où la fréquence de l'onde créée est égale à celle de l'onde initiale.

Le tenseur $\vec{\chi}$ de deuxième ordre, de l'équation 1-49 de la polarisation, rend compte de l'effet Pockels. Dans les milieux présentant une polarisation intrinsèque, l'indice de réfraction n varie proportionnellement avec le champ électrique $\vec{E}$ appliqué :

$$n = n_0 + n_1 \|\vec{E}\| \quad 1-50$$

Même si les molécules de la silice possèdent un moment dipolaire, sa structure amorphe rend l'effet Pockels nul pour la lumière se propageant dans la fibre à l'échelle macroscopique. L'effet Pockels apparaît uniquement dans les cristaux sans symétrie par rapport à un axe.

Le tenseur $\vec{\chi}$ de troisième ordre, de l'équation 1-49 de la polarisation, rend compte de l'effet Kerr. Dans tous les milieux, donc dans la fibre optique en silice aussi, l'indice de réfraction n varie proportionnellement avec l'intensité I du champ électrique $\vec{E}$ appliqué :

$$n = n_0 + n_2 I = n_0 + n_2 \|\vec{E}\|^2 \quad 1-51$$

En remplaçant, $\vec{P}$ de l'équation 1-49 dans l'équation 1-2 et en considérant que $\epsilon_0 \stackrel{\text{def}}{=} 1/c^2 \mu_0$, l'équation d'onde s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad 1-52$$

Ne pouvant se réduire complètement, le terme de droite de l'équation 1-52 est interprété comme le terme source responsable de la diffusion Brillouin stimulée. Il faut donc chercher les origines de la diffusion Brillouin stimulée parmi les processus susceptibles de produire des fluctuations spatiales et temporelles des propriétés diélectriques du milieu conduisant à un comportement non-linéaire de la polarisation.

Dans une fibre optique, la polarisation $\vec{P}^{NL}$ de l'équation 1-52 ne contient que le terme en $\vec{\chi}$ puisque l'effet Pockels d'ordre 2 est globalement nul dans la fibre et que les effets des ordres supérieurs y sont supposés négligeables. La diffusion Brillouin stimulée est un processus non-linéaire de troisième ordre.

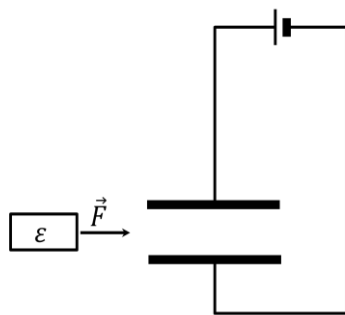
Différents mécanismes physiques peuvent être responsable d'un effet Kerr [21], [45], comme le montre le tableau 1-2. Dans une fibre optique cependant, il ne peut se produire que pour les phénomènes ayant un temps de réponse inférieur ou égal à 10^{-9} s [16] puisque la fibre optique est très peu absorbante à la fréquence des ondes optiques utilisées.

Diffusion	n^2 [cm ² /W]	temps de réponse [s]
Effet photo-réfractif	$>10^{-6}$	dépendant de l'intensité
Effet thermique	10^{-6}	10^{-3}
Absorption atomique saturée	10^{-10}	10^{-8}
Électrostriction	10^{-14}	10^{-9}
Orientation moléculaire	10^{-14}	10^{-12}
Polarisation électronique non-linéaire	10^{-16}	10^{-15}

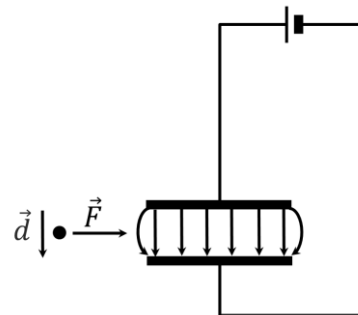
1-2 : Valeurs typiques du coefficient non-linéaire Kerr et du temps de réponse caractéristique de certains processus physiques [21]

L'électrostriction est la tendance du milieu à se comprimer sous une densité importante de champ électrique. C'est le phénomène qui entraîne la création de phonons acoustiques en présence de la lumière dans une fibre optique[44]. Son origine peut être expliquée par le comportement d'une plaque diélectrique (de constante diélectrique ϵ) placée à proximité d'un condensateur plan. Nous reprenons ici l'explication donné par Boyd dans son livre *Nonlinear optics* [21].

Comme illustré sur la figure 1-5(a), une plaque diélectrique placée à proximité d'un condensateur plan est soumise à une force $\vec{F}$ qui tend à l'attirer vers les régions où le champ électrique $\vec{E}$ est le plus dense, entre les deux plaques du condensateur plan. Pour expliquer la nature de cette force, on peut considérer une approche globale ou locale, que nous détaillerons ci-dessous.



(a) : Plaque diélectrique placée à proximité d'un condensateur plan



(b) : Force agissant sur une molécule à proximité d'un condensateur plan

1-5 : Origine de l'électrostriction

(ϵ_r : constante diélectrique relative du matériau, $\vec{d}$: moment dipolaire d'une molécule aux abords du condensateur plan, $\vec{F}$: force agissant sur la molécule)

Globalement, la force électrostrictive peut être comprise comme la conséquence de la maximisation de l'énergie stockée par le système condensateur plan et plaque diélectrique. En effet, en présence du

champ électrique $\vec{E}$, l'énergie potentielle par unité de volume de la plaque diélectrique augmente et devient :

$$u = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \|\vec{E}\|^2 \quad 1-53$$

Conséquemment, l'énergie totale du système $\int u dV$, est maximisée en permettant à la plaque diélectrique de se déplacer vers le condensateur plan où le champ électrique est plus dense.

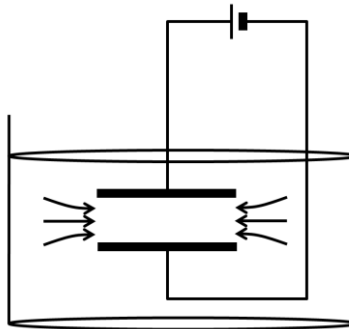
D'un point de vue plus microscopique, considérons une molécule placée aux abords du condensateur plan comme le montre la figure 1-5(b). En présence du champ électrique $\vec{E}$, cette molécule développe un moment dipolaire $\vec{d} = \epsilon_0 a \vec{E}$ où a est le facteur de polarisabilité moléculaire. L'énergie stockée dans la polarisation de la molécule est donnée par :

$$U = - \int_0^{\vec{E}} \vec{d} \cdot d\vec{E}' = - \int_0^{\vec{E}} \epsilon_0 a \vec{E}' \cdot d\vec{E}' = - \frac{1}{2} \epsilon_0 a \vec{E} \cdot \vec{E} \equiv - \frac{1}{2} a \|\vec{E}\|^2 \quad 1-54$$

La force agissant sur la molécule polarisée est alors donnée par :

$$\vec{F} = -\nabla U = \frac{1}{2} \epsilon_0 a \nabla (\|\vec{E}\|^2) \quad 1-55$$

Chaque molécule polarisée subit donc une force $\vec{F}$ (équation 1-55) proportionnelle au gradient de l'intensité du champ qui tend à la pousser vers la région où le champ électrique est plus dense, entre les plaques du condensateur.



1-6 : Origine de l'électrostriction (suite)

(Le condensateur plan est immergé dans un liquide diélectrique)

Considérons maintenant la situation présentée sur la figure 1-6, dans laquelle le condensateur plan est immergé dans un liquide diélectrique. La force $\vec{F}$ s'accompagne d'une pression interne appelée pression

électrostrictive p_e . Cette pression entraîne un déplacement des molécules polarisées du milieu environnant vers la région entre les plaques du condensateur, augmentant ainsi la densité de matière dans cette région d'une valeur $\Delta\rho$. Cet accroissement de la densité de la matière provoque une variation $\Delta\epsilon_r$ de la constante diélectrique relative du milieu :

$$\Delta\epsilon_r = \frac{\partial\epsilon_r}{\partial\rho}\Delta\rho \quad 1-56$$

Ce qui fait augmenter la densité d'énergie du champ d'une valeur :

$$\Delta u = \frac{1}{2}\epsilon_0\Delta\epsilon_r\|\vec{E}\|^2 = \frac{1}{2}\epsilon_0\frac{\partial\epsilon_r}{\partial\rho}\Delta\rho\|\vec{E}\|^2 \quad 1-57$$

Considérons qu'il n'y a pas de transfert d'énergie avec l'environnement. Selon la première loi de la thermodynamique, toute l'énergie potentielle Δu emmagasinée a servi à comprimer le milieu donc à l'électrostriction et non pas par exemple à réchauffer le matériau. Le travail ΔW de la force $\vec{F}$ par unité de volume est directement proportionnel à la pression électrostrictive p_e et est donné par l'équation :

$$\Delta W = p_e \frac{\Delta V}{V} = -p_e \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad 1-58$$

On peut écrire alors :

$$\Delta u = \Delta W \Leftrightarrow \frac{1}{2}\epsilon_0\frac{\partial\epsilon_r}{\partial\rho}\Delta\rho\|\vec{E}\|^2 = -p_e \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad 1-59$$

La pression électrostrictive p_e due à la présence du champ électrique $\vec{E}$ est alors obtenue par la relation :

$$p_e = -\frac{1}{2}\rho_0\epsilon_0\frac{\partial\epsilon_r}{\partial\rho}\|\vec{E}\|^2 = -\frac{1}{2}\epsilon_0\gamma_e\|\vec{E}\|^2 \quad 1-60$$

où $\gamma_e = \left(\rho_0\frac{\partial\epsilon_r}{\partial\rho}\right)_{\rho=\rho_0}$ représente par définition, la constante électrostrictive relative du milieu.

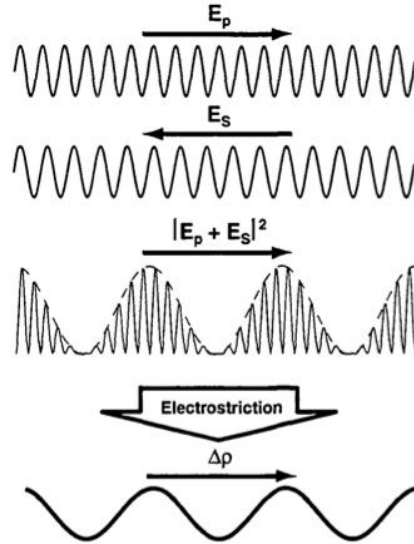
Comme la pression électrostrictive p_e est négative (équation 1-60), elle est minimale dans les régions où le champ électrique est le plus intense. La matière y est alors attirée. Il s'ensuit une augmentation de la densité dans ces régions et de l'indice de réfraction en conséquence.

L'électrostriction est la capacité du champ électrique à modifier localement la densité de la matière. Cette variation de densité $\Delta\rho = -(\partial\rho/\partial p)\Delta p$ est obtenue en remplaçant Δp par la pression électrostrictive p_e déterminée dans l'équation 1-60.

$$\Delta\rho = -\left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)p_e = -\rho\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)p_e = -\frac{1}{2}\epsilon_0\rho C\gamma_e\|\vec{E}\|^2 \quad 1-61$$

où $C = \rho^{-1}(\partial\rho/\partial p)$ est le coefficient de compressibilité du milieu (à température constante).

Ce raisonnement effectué pour un champ électrique statique peut être étendu au cas du champ électrique d'amplitude variable de l'onde optique. Cependant, comme la réaction du milieu est lente par rapport à la fréquence de l'onde optique (voir tableau 1-2), la valeur de l'intensité $\|\vec{E}\|^2$ du champ doit être remplacée par sa valeur moyenne $\langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle$. Toute variation temporelle de l'intensité de l'onde optique plus lente que le temps d'établissement de l'électrostriction crée une onde de pression. Ainsi, comme le montre la figure 1-7, l'interférence entre deux ondes optiques de fréquences différentes se propageant dans un milieu électrostrictif crée une onde acoustique. Les constantes C et γ_e sont alors à déterminer à entropie constante (elles sont déterminées à température constante pour les composantes statiques du champ).



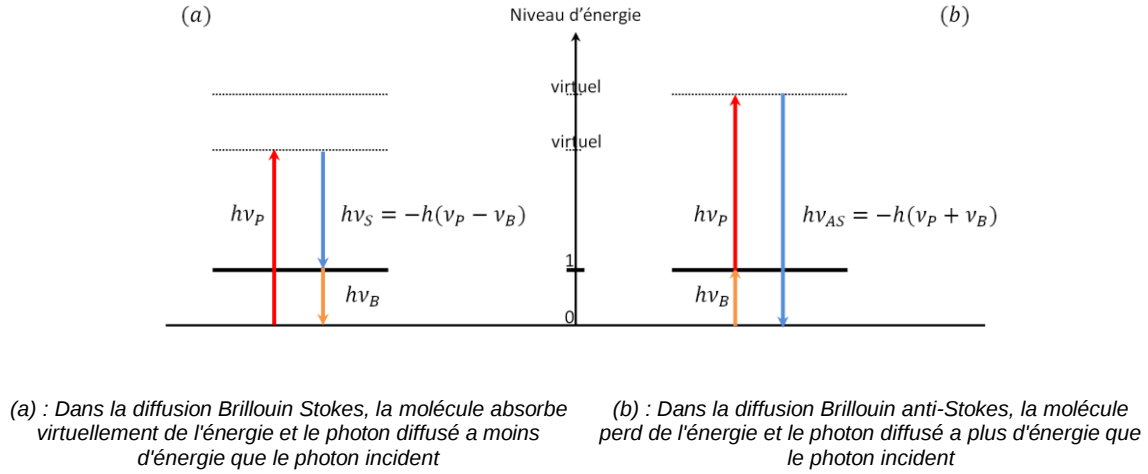
1-7 : Création d'une onde de pression au travers de l'électrostriction induite par le battement entre deux ondes optiques

La présence simultanée d'une onde Pompe (E_p) et d'une onde Stokes (E_s) produit un signal de battement, dont les variations de densité d'énergie électrique associés génèrent une onde de pression (Δp) par électrostriction.

1.3.2 Spectre de la diffusion Brillouin en régime stimulée

Soit une onde de pompe P , se propageant dans un milieu électrostrictif. À faible intensité, une petite partie de cette onde est rétrodiffusée au cours de sa propagation, par les phonons acoustiques présents dans le milieu à cause de l'excitation thermique. L'onde acoustique pouvant, à priori, se propager dans toutes les directions possibles dans la fibre ; il en résulte deux nouvelles ondes : Stokes (S , lorsque l'onde acoustique est propagative) et anti-Stokes (AS , lorsque l'onde acoustique est contra-propagative), créées

aux fréquences ν_S et ν_{AS} décalées de la valeur $\nu_B = |\nu_S - \nu_P| = |\nu_{AS} - \nu_P|$ de la fréquence ν_P de l'onde de pompe. C'est le processus de la diffusion Brillouin spontanée décrit antérieurement dans la section 1.2 de ce chapitre.



1-8 : Diagramme d'énergie montrant l'origine des raies Stokes et anti-Stokes de la diffusion Brillouin

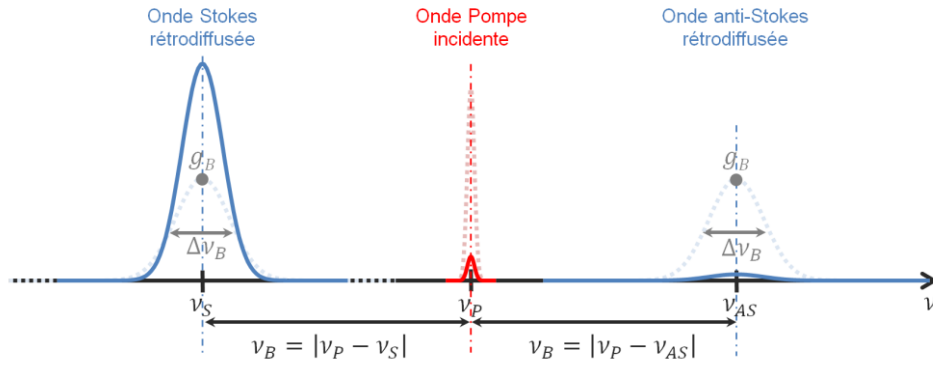
Comme le montre la figure 1-7, de la section 1.3.1 précédente sur l'électrostriction dans les fibres optiques ; l'interférence entre l'onde de pompe de fréquence ν_P et l'onde Stokes rétrodiffusée de fréquence ν_S crée par électrostriction une onde acoustique propagative (dans le même sens que l'onde de pompe) de fréquence ν_B correspondant à la fréquence de battement entre les deux ondes optiques (même fréquence que celle des ondes acoustiques impliquées dans la diffusion Brillouin spontanée). Comme on peut le voir sur la figure 1-8(a), la création d'un phonon acoustique s'accompagne de la génération d'un photon Stokes. L'onde acoustique créée vient enrichir la population des phonons du milieu et alimente la diffraction de l'onde de pompe en onde Stokes. La diffusion Stokes génère des phonons. Au fur et à mesure que le signal Stokes se propage, il voit son amplitude augmenter, du fait de la rétrodiffusion de plus en plus importante du signal Pompe. L'onde Pompe voit son intensité diminuer au profit de celle de l'onde Stokes. Le processus peut continuer ainsi jusqu'à l'épuisement de l'onde Pompe. L'efficacité de la diffusion Brillouin Stokes préalablement déclenchée par les phonons acoustiques d'origine thermique augmente au fur et à mesure que l'on augmente l'intensité de l'onde de pompe.

D'un autre côté, l'interférence entre l'onde de pompe de fréquence ν_P et l'onde anti-Stokes de fréquence ν_{AS} rétrodiffusée « créée » par électrostriction une onde acoustique contra-propagative (dans le sens opposé à l'onde de pompe) de fréquence ν_B correspondant à la fréquence de battement entre les deux ondes optiques. Contrairement à la diffusion Stokes, la création d'un photon anti-Stokes résulte de l'annihilation d'un photon de pompe et d'un phonon acoustique (voir figure 1-8(b)). La diffusion anti-Stokes

absorbe des phonons. La population des phonons anti-Stokes est alors décimée lorsque le régime stimulé se met en marche et la diffusion Brillouin anti-Stokes disparaît rapidement.

1.3.2.1 Coefficient de gain Brillouin en régime stimulée

Comme nous venons de le voir, en régime stimulé, la population des phonons Stokes augmente tandis que celle des phonons anti-Stokes disparaît. Le spectre de la diffusion Brillouin évolue. L'amplitude de l'onde Stokes augmente tandis que celle de l'onde anti-Stokes est rapidement réduite au néant comme sur la figure 1-9. L'amplitude de l'onde Stokes et celle de l'onde anti-Stokes du régime spontané y sont tracées en pointillé pour montrer leur évolution. Le spectre de la diffusion Brillouin en régime stimulé que nous appellerons désormais le spectre de gain Brillouin se réduit au spectre de l'onde Stokes rétrodiffusée à la fréquence ν_S .



1-9 : Spectre typique de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode

(ν_P : fréquence de l'onde Pompe, ν_S : fréquence de l'onde Stokes, ν_{AS} : fréquence de l'onde anti-Stokes, ν_B : fréquence Brillouin, $\Delta\nu_B$: bande de gain Brillouin, g_B : coefficient de gain Brillouin)

L'amplitude des ondes Pompe, Stokes et anti-Stokes sont représentées en pointillé pour le régime spontané et en trait plein pour le régime stimulé. En régime stimulé, la population des phonons Stokes augmente tandis que celle des phonons anti-Stokes est décimée.

La diffusion Brillouin stimulée, dans les fibres optiques monomodes, peut être décrite selon une interaction à trois ondes. La théorie classique de la diffusion Brillouin stimulée [21] est basée sur un ensemble d'équations différentielles couplées qui définissent le couplage entre les trois ondes : l'onde Pompe incidente ($\vec{E}_P$), l'onde Stokes rétrodiffusée ($\vec{E}_S$) et une onde acoustique, dans le même sens que l'onde Pompe, représentée par une variation de densité $\Delta\rho$ de nombre d'onde $k = k_P + k_S + \delta k \approx 2 k_P + \delta k = k_B + \delta k$ et de fréquence $\omega = \omega_P - \omega_S + \delta\omega = \omega_B + \delta\omega$. L'écart en fréquence $\delta\omega = 2\pi\delta\nu$ correspond à l'écart $\delta k = \delta\omega/V_A$ sur la condition de conservation de l'impulsion imposée par la réflexion en régime de Bragg.

Pour décrire analytiquement la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre optique, on peut considérer que les ondes mises en présence sont planes, ayant une même direction de propagation, seul le sens de propagation peut changer. Désignons alors par A_P , A_S et ρ , les amplitudes complexes des ondes $\vec{E}_P$, $\vec{E}_S$ et $\Delta\tilde{\rho}$ et par $\vec{e}_j = \vec{E}_j / \|\vec{E}_j\|$ ($j = P, S$), les vecteurs de polarisation normalisés des ondes optiques. Les trois ondes $\vec{E}_P$, $\vec{E}_S$ et $\Delta\tilde{\rho}$ prennent alors la forme suivante :

$$\vec{E}_P(z, t) = \vec{e}_P A_P(z, t) e^{i(k_P z - \omega_P t)} + c. c. \quad 1-62$$

$$\vec{E}_S(z, t) = \vec{e}_S A_S(z, t) e^{i(-k_S z - \omega_S t)} + c. c. \quad 1-63$$

$$\Delta\tilde{\rho}(z, t) = \rho(z, t) e^{i(k z - \omega t)} + c. c. \quad 1-64$$

Avec :

$$\Delta\tilde{\rho}(z, t) = \tilde{\rho}(z, t) - \rho_0 \quad 1-65$$

où ρ_0 désigne la densité moyenne du milieu.

L'évolution spatiale et temporelle des deux ondes optiques est décrite par l'équation d'onde perturbée (équation 1-52), qui s'écrit respectivement pour l'onde Pompe $\vec{E}_P$ et l'onde Stokes $\vec{E}_S$:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_P}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_P}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{P}_P^{NL}}{\partial t^2} \quad 1-66$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_S}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_S}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{P}_S^{NL}}{\partial t^2} \quad 1-67$$

alors que l'évolution de l'onde acoustique est régie par les lois de l'acoustique (équation 1-17) :

$$\frac{\partial^2 \Delta\tilde{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma_A \nabla^2 \frac{\partial \Delta\tilde{\rho}}{\partial t} - V_A^2 \nabla^2 \Delta\tilde{\rho} = \nabla \cdot \vec{f} \quad 1-68$$

où Γ_A est un paramètre d'amortissement et V_A , la vitesse de l'onde acoustique dans le milieu.

La divergence de la force électrostrictive $\vec{f}$ agit comme terme source de la création et de l'entretien des ondes acoustiques tandis que pour les ondes optiques, c'est la dérivée seconde de la polarisation du milieu $\tilde{P}^{NL}$ qui joue le rôle de terme source.

En régime stimulé, le terme source (terme de droite de l'équation 1-68) ne peut plus être négligé, comme nous l'avons fait en régime spontané. La force $\vec{f}$ par unité de volume peut être calculée en prenant la divergence de la pression électrostrictive p_e , donnée par l'équation 1-60 dans la section 1.3.1. Elle s'écrit par conséquent :

$$\vec{f} = \nabla p_e = \nabla \left(-\frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e \langle \tilde{E}^2 \rangle \right) = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e \nabla (\langle \tilde{E}^2 \rangle) \quad 1-69$$

où $\tilde{E}$ correspond ici à la somme des champs optiques $\tilde{E}_P$ et $\tilde{E}_S$ circulant dans le milieu acoustique. Le terme de source $\nabla \cdot \vec{f}$ de l'équation de l'onde acoustique s'écrit alors :

$$\nabla \cdot \vec{f} = \epsilon_0 \gamma_e k^2 [(\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) A_P A_S^* e^{i(kz - \omega t)} + c. c.] \quad 1-70$$

Si nous remplaçons $\Delta \tilde{\rho}$ de l'équation 1-64 et $\nabla \cdot \vec{f}$ de l'équation 1-70 dans l'équation d'évolution de l'onde acoustique 1-68 et en supposant que l'amplitude de l'onde acoustique varie lentement dans l'espace et dans le temps, nous obtenons :

$$-2i\omega \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega \Gamma_B) \rho - 2ikV_A^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} = (\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \epsilon_0 \gamma_e k^2 A_P A_S^* \quad 1-71$$

où nous avons introduit la fréquence Brillouin $\omega_B = k V_A$ et le coefficient d'amortissement $\Gamma_B = k^2 \Gamma_A$ des ondes acoustiques qui participent à la diffusion Brillouin.

Le terme en $\partial \rho / \partial z$ décrit la propagation des phonons. À cause de leur fort coefficient d'amortissement, l'intensité des phonons acoustiques décroît rapidement dans la fibre. Les phonons ne se déplacent que sur de très courtes distances avant d'être absorbés. Comme cette distance de propagation est généralement petite par rapport à celle du terme source au second membre de l'équation 1-71 ; on peut négliger le terme en $\partial \rho / \partial z$ [26]. Si on néglige la dérivée spatiale de l'équation 1-71 et si on considère des conditions stationnaires ($\partial \rho / \partial t = 0$), alors l'amplitude ρ de l'onde acoustique est donnée par :

$$\rho(z, t) = (\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \epsilon_0 \gamma_e k^2 \frac{A_P A_S^*}{\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega \Gamma_B} \quad 1-72$$

Les polarisations additionnelles non-linéaires $\tilde{P}_{P,S}^{NL} = \Delta \epsilon \tilde{E}_{P,S}$ des équations d'ondes perturbées 1-66 et 1-67 sont calculées à partir de l'équation 1-8. Les fluctuations $\Delta \epsilon = \gamma_e \frac{\Delta \tilde{\rho}}{\rho_0}$ de la permittivité diélectrique du milieu sont calculées à partir de l'équation 1-10 où γ_e est la constante électrostrictive relative du milieu. Les termes sources des équations 1-66 et 1-67 s'écrivent alors respectivement :

$$\tilde{P}_P^{NL} = \Delta \epsilon \tilde{E}_P = \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho} \tilde{E}_P \quad 1-73$$

$$\tilde{P}_S^{NL} = \Delta \epsilon \tilde{E}_S = \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho} \tilde{E}_S \quad 1-74$$

En ne considérant que les termes susceptibles d'opérer une excitation à la fréquence adéquate [44], c'est-à-dire qui oscillent à la fréquence de l'onde Pompe ($\omega_P = \omega_S + \omega_B$, battements de l'onde acoustique

avec l'onde Stokes) et à celle de l'onde Stokes ($\omega_S = \omega_P - \omega_B$, battements de l'onde acoustique avec l'onde Pompe), on obtient :

$$\tilde{P}_P^{NL} = \vec{e}_S \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho_0} \rho A_S e^{i(k_P z - \omega_P t)} \quad 1-75$$

$$\tilde{P}_S^{NL} = \vec{e}_P \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho_0} \rho^* A_P e^{i(k_S z - \omega_S t)} \quad 1-76$$

Si nous remplaçons $\tilde{E}_P$ de l'équation 1-62, $\tilde{E}_S$ de l'équation 1-63, $\tilde{P}_P^{NL}$ de l'équation 1-75 et $\tilde{P}_S^{NL}$ de l'équation 1-76 dans l'équation d'évolution des ondes Pompe (équation 1-66) et Stokes (équation 1-67) et en supposant que l'amplitude des ondes Pompe et Stokes varie lentement dans l'espace et dans le temps, nous obtenons :

$$\vec{e}_P \left(\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_P}{\partial t} + \frac{\alpha_P A_P}{2} \right) = \vec{e}_S \frac{i \omega_P \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_S \quad 1-77$$

$$\vec{e}_S \left(-\frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_S}{\partial t} + \frac{\alpha_S A_S}{2} \right) = \vec{e}_P \frac{i \omega_S \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_P \quad 1-78$$

où ρ est l'amplitude de l'onde acoustique obtenue en 1-71. Rappelons que l'indice de réfraction n_j vaut $n_j = \Re(\sqrt{\epsilon_r})$ (donc $n_P = n_S = n$) tandis que le coefficient d'absorption α_j vaut $\alpha_j = (2\omega_j/c)\Im(\sqrt{\epsilon_r})$. Si nous considérerons $\omega = \omega_P \approx \omega_S$ (sachant que ω_B est petit devant ω_P et ω_S), alors nous pouvons aussi écrire $\alpha = \alpha_P \approx \alpha_S$.

Considérons maintenant que les conditions d'états stationnaires soient satisfaites. Dans ce cas, les dérivées temporelles des équations 1-77 et 1-78 peuvent être négligées et ρ est donné par l'équation 1-72. Les équations des amplitudes couplées deviennent :

$$\vec{e}_P \left(\frac{dA_P}{dz} + \frac{\alpha_P A_P}{2} \right) = \vec{e}_S \frac{i\epsilon_0 \omega_P \gamma_e^2 k^2}{2nc\rho_0} (\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \frac{A_P \|A_S\|^2}{\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_B} \quad 1-79$$

$$\vec{e}_S \left(-\frac{dA_S}{dz} + \frac{\alpha_S A_S}{2} \right) = \vec{e}_P \frac{i\epsilon_0 \omega_S \gamma_e^2 k^2}{2nc\rho_0} (\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \frac{\|A_P\|^2 A_S}{\omega_B^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_B} \quad 1-80$$

La partie réelle des membres de droite des équations 1-79 et 1-80, représente un gain ou une perte tandis que la partie imaginaire représente une phase de propagation due à l'interaction non-linéaire. Ces équations expriment un pur processus de gain, ce qui traduit un accord de phase automatique pour le processus de diffusion Brillouin stimulée. Il est donc possible d'introduire des équations couplées pour les intensités des deux ondes optiques. Définissons par $I_j = 2nc\epsilon_0 A_j A_j^*$ ($j = P, S$) les intensités des ondes Pompe et Stokes. On peut alors écrire :

$$\frac{dI_P}{dz} = -\eta_p g_B(\omega) I_P I_S - \alpha I_P \quad 1-81$$

$$-\frac{dI_S}{dz} = \eta_p \frac{\omega_S}{\omega_P} g_B(\omega) I_P I_S - \alpha I_S \quad 1-82$$

Avec :

$$\eta_p = \|\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S\|^2 \quad 1-83$$

$$-\frac{1}{nc\epsilon_0} \Re(g) = g_B(\omega) = \frac{\omega_P^2 \gamma_e^2}{nc^3 \rho_0 V_A \Gamma_B} \frac{\left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2}{(\omega_B - \omega)^2 + \left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2} \quad 1-84$$

$$g = \frac{i\epsilon_0 \omega_P \gamma_e^2 k^2}{2nc\rho_0} \frac{1}{\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_B} \quad 1-85$$

où η_p est le coefficient de recouvrement en polarisation, aussi appelé coefficient d'efficacité de mélange en polarisation du gain Brillouin. Aussi, $g_B(\omega)$ est le gain Brillouin dans la fibre qui est souvent exprimé en termes de fréquence (au lieu de fréquence angulaire) sous la forme suivante :

$$g_B(\nu) = \frac{2\pi\nu_P^2 \gamma_e^2}{nc^3 \rho_0 V_A \Delta\nu_B} \frac{\left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2}{(\nu_B - \nu)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2} \quad 1-86$$

Selon les travaux de *Ippen et Stolen* [30], η_p peut prendre des valeurs entre 0,5 et 1 selon la longueur de la fibre et sa biréfringence [46]. η_p prend la valeur 2/3 pour une fibre standard et 1 pour une fibre à maintien de polarisation [47].

La valeur maximale de la courbe de gain Brillouin de l'équation 1-86 est obtenue pour $\nu = \nu_B$ à la fréquence Brillouin. Elle est appelée le coefficient de gain Brillouin dans la fibre. On peut retrouver le coefficient de gain Brillouin sous des formes différentes mais toutes équivalentes ; selon que l'on veut l'exprimer en fonction de grandeurs plus couramment utilisées, comme la longueur d'onde de la pompe $\lambda_P = c/\nu_P$ ou le coefficient photo-élastique longitudinal $p_{12} = \gamma_e/n^4$ de la fibre :

$$g_B = g_B(\nu_B) = \frac{2\pi\gamma_e^2}{nc\rho_0\lambda_P^2 V_A \Delta\nu_B} \equiv \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\rho_0\lambda_P^2 V_A \Delta\nu_B} \quad 1-87$$

Soulignons que la valeur γ_e utilisée dans ce document est la valeur relative de la constante électrostrictive du milieu. Le coefficient de gain Brillouin dans une fibre optique standard en silice ($n = 1,45$, $\rho_0 \approx$

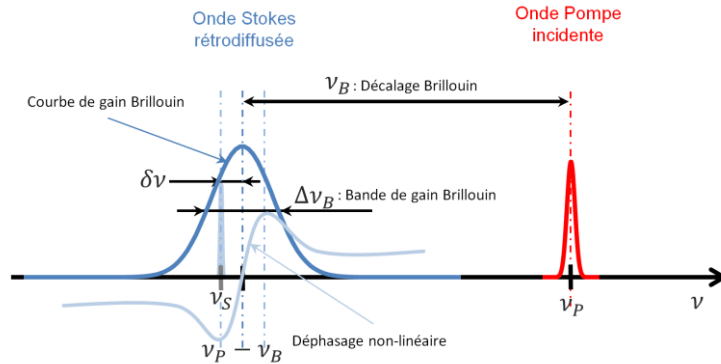
2210 kg/m^3 et $\gamma_e \approx 0,902$) vaut entre $2,5 - 5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ lorsque la longueur d'onde de Pompe incidente est $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$.

Pour obtenir les phases de propagation additionnelles des deux ondes optiques (P et S) dues à l'interaction non-linéaire Brillouin, nous reprenons le raisonnement précédent en termes de phases, en prenant la partie imaginaire des membres de droite des équations 1-79 et 1-80. Il en résulte :

$$\frac{d\phi_P^{Brill}}{dz} = -\frac{1}{2}\eta_p g_B I_S \frac{2\frac{\delta\nu}{\Delta\nu_B}}{1+\left(2\frac{\delta\nu}{\Delta\nu_B}\right)^2} \quad 1-88$$

$$\frac{d\phi_S^{Brill}}{dz} = -\frac{1}{2}\eta_p g_B I_P \frac{2\frac{\delta\nu}{\Delta\nu_B}}{1+\left(2\frac{\delta\nu}{\Delta\nu_B}\right)^2} \quad 1-89$$

Sur la figure 1-10 suivante, nous montrons la courbe de gain Brillouin ($g_B(\nu)$) et le déphasage non-linéaire associé à l'interaction Brillouin. Nous remarquons que le déphasage non-linéaire est proportionnel à la dérivée de la courbe de gain Brillouin.



1-10 : Forme de la courbe de gain Brillouin et du déphasage non-linéaire associé

(ν_P : fréquence de l'onde Pompe, ν_S : fréquence de l'onde Stokes, ν_B : fréquence Brillouin, $\Delta\nu_B$: bande de gain Brillouin, g_B : coefficient de gain Brillouin, $\delta\nu = \nu_S - (\nu_P - \nu_B)$: écart de fréquence entre celle d'une onde Stokes quelconque et celle du maximum de la courbe de gain Brillouin)

1.3.2.2 Bande de gain Brillouin en régime stimulé

Le spectre de gain Brillouin, en régime spontané, a un profil lorentzien (à partir de l'équation 1-86) de la forme :

$$g_B(\nu) = g_B \frac{\left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2}{(\nu_B - \nu)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2} \quad 1-90$$

En régime stimulé, le spectre de gain Brillouin évolue vers un profil gaussien, et se rétrécit avec l'augmentation de la puissance incidente, qui multiplie le nombre de phonons autour de la fréquence Brillouin ν_B position du maximum de la courbe de gain Brillouin [41].

La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_{BS}$ du spectre de la diffusion Brillouin en régime stimulé que nous appelons désormais la bande de gain Brillouin est obtenue par :

$$\Delta\nu_{BS} = \frac{\Gamma_B}{2\pi} \sqrt{\frac{\ln 2}{G}} \quad 1-91$$

où G le gain de simple passage défini par Gaeta et Boyd [48], pour prédire la forme du spectre de gain Brillouin. G est une fonction du coefficient de gain Brillouin g_B , de la longueur effective L_{eff} de la fibre, de l'aire effective A_{eff} du mode fondamental, de la puissance de Pompe injectée à l'entrée de la fibre $P_P(0)$, et du facteur η_p . Il est obtenu à partir de la relation :

$$G = \frac{\eta_p g_B L_{eff}}{A_{eff}} P_P(0) \quad 1-92$$

Pour $G < 20$, on considère que l'on est en régime spontané. La diffusion Brillouin stimulée dans la fibre est atteinte pour des valeurs de $G > 20$. Nous reviendrons sur l'origine de cette valeur G dans la section suivante.

La longueur effective L_{eff} d'une fibre optique de longueur L est définie comme la longueur équivalente d'une fibre sans absorption qui produirait les mêmes effets non-linéaires cumulés. En effet, plus la fibre est longue, plus on y génère des effets non-linéaires. Cependant, due à l'atténuation α dans la fibre, la puissance optique du signal s'y propageant diminue. Ce qui fait que la plupart des effets non-linéaires se passent au début de la fibre et diminue au fur et à mesure que le signal s'y propage. Elle est donnée par la relation :

$$L_{eff} = \int_0^L e^{-\alpha z} dz = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad 1-93$$

L'aire effective A_{eff} du mode fondamental de la fibre s'obtient à partir de la répartition transverse du champ modal $F(r, \theta)$ (r, θ représentent les coordonnées polaires) se propageant dans la fibre selon la relation :

$$A_{eff} = \frac{\left[\int_r \int_\theta |F(r, \theta)|^2 r dr d\theta \right]^2}{\int_r \int_\theta |F(r, \theta)|^4 r dr d\theta} \quad 1-94$$

Le spectre de gain Brillouin dépend fortement du design de la fibre considérée et peut donc contenir plusieurs pics dus aux différents modes acoustiques que supporte la fibre [49]. Dans ce cas, la fréquence Brillouin ν_B est à la position du pic dominant et la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ est mesurée autour de ce pic [29], [50] comme le montre la figure 1-11.

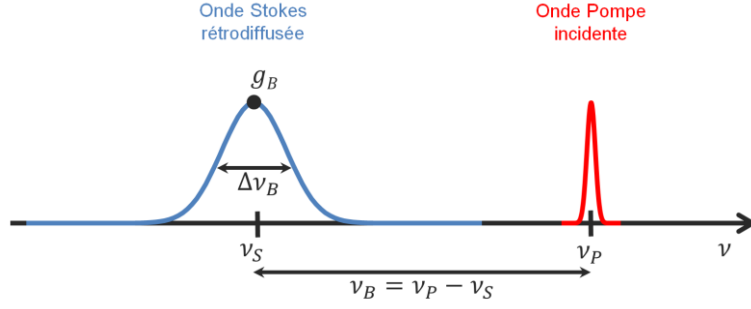
La bande de gain Brillouin atteint une valeur limite, qui dépend de la fibre utilisée. Elle mesure typiquement 10 MHz dans une fibre optique standard en silice (SMF28) [49]. Souvent cependant, on mesure une bande de gain Brillouin plus large. Cet élargissement est partiellement attribué à la nature des modes acoustiques dans la fibre [51]. Il existe d'autres facteurs comme les irrégularités dans la section transversale de la fibre, l'ouverture numérique [52] de la fibre, qui font aussi élargir la bande de gain Brillouin. Ces facteurs étant spécifiques à chaque fibre, la bande de gain Brillouin est généralement différente pour chaque fibre et peut atteindre une centaine de MHz lorsque la longueur d'onde de pompe varie autour des 1550 nm.

Dans tous les cas, pour éviter un élargissement de la bande de gain Brillouin, il faut considérer utiliser une onde Pompe, dont la largeur de raie $\Delta\nu_P$ ne dépasse pas les 10 MHz (lié au temps de vie des phonons). Autrement dit, il faut que la longueur de cohérence du laser de pompe $L_c = c/(n \Delta\nu_P)$ soit supérieure à la longueur d'interaction Brillouin L_B qui correspond à la distance sur laquelle l'amplitude de l'onde Stokes se propageant dans la fibre ne varie que sensiblement [53].

1.3.3 Puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée

Comme nous pouvons le voir sur la figure 1-11, l'analyse de la courbe de gain Brillouin permet de mettre en évidence trois (3) informations caractéristiques de la diffusion Brillouin stimulée:

- L'onde Stokes (de fréquence ν_S) est décalée de l'onde Pompe (de fréquence ν_P) d'une valeur $\nu_B = \nu_P - \nu_S$ qui correspond à la fréquence des phonons émis. Ce décalage en fréquence est appelé la **fréquence Brillouin ν_B** ;
- L'onde Stokes a une largeur spectrale due à l'amortissement des ondes acoustiques qui se propagent dans la fibre. La largeur à mi-hauteur de ce spectre est appelée la **bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$** ;
- L'onde Stokes s'amplifie exponentiellement à partir d'une certaine puissance critique. C'est la puissance de **seuil Brillouin P_{th}** . Cet accroissement est généralement caractérisé par le **coefficient de gain Brillouin g_B** .



1-11 : Paramètres caractéristiques de la diffusion Brillouin stimulée

(ν_P : fréquence de l'onde Pompe, ν_S : fréquence de l'onde Stokes, ν_B : fréquence Brillouin, $\Delta\nu_B$: bande de gain Brillouin, g_B : coefficient de gain Brillouin)

Dans cette section, nous allons déterminer la puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée P_{SBST} qui correspond à la puissance au-delà de laquelle l'intensité de l'onde Stokes augmente exponentiellement. La majeure partie de la puissance injectée est alors transférée à l'onde Stokes.

Comme nous venons de le voir (section 1.3.2), le processus de diffusion Brillouin stimulée peut être décrit par les équations suivantes :

$$\frac{dI_P}{dz} = -\eta_p g_B(\omega_S) I_P I_S - \alpha_P I_P \quad 1-95$$

$$\frac{dI_S}{dz} = -\eta_p \frac{\omega_S}{\omega_P} g_B(\omega_S) I_P I_S + \alpha_S I_S \quad 1-96$$

où I_j ($j = P, S$) correspondent à l'intensité des ondes Pompe et Stokes dans la fibre et α_j ($j = P, S$) qui prennent en compte les pertes linéaires dans la fibre. On peut supposer que la fréquence Brillouin est relativement faible par rapport aux fréquences Pompe et Stokes et faire les approximations $\omega_P \approx \omega_S \equiv \omega$ et $\alpha_P \approx \alpha_S \equiv \alpha$. Les équations 1-95 et 1-96 deviennent :

$$\frac{dI_P}{dz} = -\eta_p g_B(\omega) I_P I_S - \alpha I_P \quad 1-97$$

$$\frac{dI_S}{dz} = -\eta_p g_B(\omega) I_P I_S + \alpha I_S \quad 1-98$$

Pour estimer la puissance de seuil Brillouin, on néglige la déplétion de la Pompe par rapport au processus Brillouin. Ce qui revient à négliger le premier terme du membre de droite de l'équation 1-97. L'intensité de la pompe vaut alors $I_P(z) = I_P(0) e^{-\alpha z}$ où $I_P(0)$ correspond à l'intensité de Pompe injectée en $z = 0$. En remplaçant cette solution dans l'équation 1-98, on peut écrire :

$$\frac{dI_S}{dz} = -\eta_p g_B(\omega) I_P(0) e^{-\alpha z} I_S + \alpha I_S \quad 1-99$$

La résolution de cette équation différentielle donne :

$$I_S(0) = I_S(L) e^{\left(\eta_p g_B(\omega) \frac{P_P(0)}{A_{eff}} L_{eff} - \alpha L\right)} \quad 1-100$$

où L_{eff} est la longueur effective de la fibre (équation 1-93), A_{eff} est l'aire effective du mode (équation 1-94) et $P_P(0) = I_P(0) A_{eff}$ correspond à la puissance de Pompe injectée en $z = 0$ à l'entrée de la fibre.

D'une manière générale, l'aire effective est le facteur de proportionnalité qui relie la puissance à l'intensité en n'importe quel point z de la fibre. La puissance de l'onde Pompe injectée ou de l'onde Stokes rétrodiffusée, se propageant dans le mode fondamental de la fibre est obtenue en multipliant l'intensité de l'onde par l'aire effective du mode. Puisque l'onde Stokes rétrodiffusée se propage dans la fibre de $z = L$ à $z = 0$, le gain Brillouin dans la fibre de longueur L s'obtient à partir de l'équation 1-100 et s'écrit :

$$G = \frac{I_S(0)}{I_S(L)} = \frac{P_S(0)}{P_S(L)} = e^{\left(\eta_p g_B(\omega) \frac{P_P(0)}{A_{eff}} L_{eff} - \alpha L\right)} \quad 1-101$$

Le gain Brillouin G dans la fibre augmente de manière exponentielle en fonction de la puissance incidente $P_P(0)$. On peut réécrire l'équation 1-101 en termes de gain dans la fibre :

$$G = e^{(G - \alpha L)} = e^G e^{-\alpha L} \quad 1-102$$

où G correspond au gain de simple passage que nous avons introduit précédemment dans la section 1.3.2.2 (équation 1-92) et que nous rappelons ici :

$$G = \eta_p g_B(\omega) \frac{P_P(0)}{A_{eff}} L_{eff} \quad 1-103$$

Expérimentalement, un gain de simple passage $G = 25$ est nécessaire pour atteindre le seuil Brillouin, quel que soit le milieu électrostrictif considéré [54].

Par définition, la puissance de seuil Brillouin P_{th} est la puissance de l'onde Pompe injectée $P_P(0)$ dans la fibre pour laquelle la puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée $P_S(0)$ égale la puissance de l'onde Pompe transmise à la sortie de la fibre $P_P(L)$ [55]. Autrement dit, on cherche :

$$P_{th} = P_P(0) \text{ telle que } P_S(0) = P_P(L) \quad 1-104$$

Comme on a négligé la déplétion de la pompe par rapport au processus Brillouin, la puissance transmise $P_P(L)$ à la sortie de la fibre est simplement obtenue par $P_P(L) = P_P(0) e^{-\alpha L}$. La condition sur la puissance de seuil Brillouin devient :

$$P_S(0) = P_P(L) = P_P(0) e^{-\alpha L} = P_{th} e^{-\alpha L} \quad 1-105$$

En reprenant l'équation 1-101 du gain Brillouin dans une fibre optique de longueur L , nous obtenons :

$$G = \frac{P_S(0)}{P_S(L)} = \frac{P_{th} e^{-\alpha L}}{P_S(L)} = e^{(\eta_p g_B(\omega) \frac{P_{th}}{A_{eff}} L_{eff} - \alpha L)} \quad 1-106$$

$$\frac{P_{th}}{P_S(L)} = e^{(\eta_p g_B(\omega) \frac{P_{th}}{A_{eff}} L_{eff})} \quad 1-107$$

Nous notons cependant que la puissance de seuil Brillouin $P_{S_{BST}}$ apparait dans les deux membres de l'équation 1-107. En fixant le rapport $P_{th}/P_S(L)$, on peut déduire analytiquement la puissance de seuil Brillouin $P_{S_{BST}}$ pour laquelle la puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée $P_S(0)$ est égale à la puissance de l'onde Pompe transmise à la sortie de la fibre $P_P(L)$.

L'équation 1-107 peut encore s'écrire :

$$\frac{P_{th}}{P_S(L)} = e^{G_{th}} = \frac{G_{th}}{\xi} \quad 1-108$$

où nous avons introduit un facteur ξ ($\xi \approx 100 \cdot 10^{-9}$ dans 25 km de fibre standard SMF28) défini par :

$$\xi = \frac{P_S(L)}{\frac{A_{eff}}{\eta_p g_B(\omega) L_{eff}}} \quad 1-109$$

On peut écrire alors :

$$P_{th} = \ln\left(\frac{P_{th}}{P_S(L)}\right) \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B(\omega) L_{eff}} = G_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B(\omega) L_{eff}} \quad 1-110$$

La puissance de seuil Brillouin $P_{S_{BST}}$ de l'équation 1-110 est une fonction de la fréquence au travers du gain Brillouin $g_B(\omega)$. De plus, le gain de simple passage G_{th} que nous avons supposé fixe, dépend en réalité de la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ et de la largeur de raie $\Delta\nu_P$ de l'onde Pompe. Cette dépendance est généralement exprimée dans la convolution des deux spectres. La puissance de seuil Brillouin s'écrit alors plus généralement sous la forme suivante [49], [56] :

$$P_{th} \cong G_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \left(\frac{\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B} \right) \quad 1-111$$

où :

- G_{th} est le gain de simple passage au seuil Brillouin obtenu en négligeant la déplétion de la Pompe par la diffusion Brillouin stimulée ($P_P(L) = P_P(0) e^{-\alpha L}$) ;
- η_p est une constante qui prend en compte la polarisation entre l'onde Pompe et Stokes ($0,5 < \eta_p < 1$) ;
- A_{eff} est l'aire effective du mode fondamental de la fibre (en m^2) ;
- g_B est le coefficient de gain Brillouin ($g_B = g_B(\omega_B)$ en m/W) ;
- L_{eff} est la longueur effective de la fibre optique de longueur L (en m) ;
- $\Delta\nu_P$ est la largeur de raie de l'onde Pompe (en Hz) ;
- $\Delta\nu_B$ est la largeur de raie de l'onde Stokes autrement dit la bande de gain Brillouin (en Hz).

Selon que les ondes Pompe et Stokes soient toutes les deux gaussiennes ou lorentziennes, la convolution $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B$ vaut $(\Delta\nu_P^2 + \Delta\nu_B^2)^{1/2}$ (gaussienne) ou $\Delta\nu_P + \Delta\nu_B$ (lorentzienne). La bande de gain Brillouin mesurant quelques dizaines de MHz ; pour exacerber l'effet Brillouin dans les fibres optiques, il faut utiliser de préférence une pompe ayant une faible largeur spectrale (de préférence inférieure au MHz). Auquel cas, la convolution $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B$ tend vers $\Delta\nu_B$ et la puissance de seuil Brillouin peut simplement être réécrite comme :

$$P_{th} \cong G_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \quad 1-112$$

Lorsque le régime stimulé se met en marche, une grande partie de la puissance de Pompe est transférée vers l'onde Stokes. On ne peut plus négliger la déplétion de la Pompe. Pour obtenir le profil d'intensité le long de la fibre, il faudra résoudre numériquement les équations 1-97 et 1-98 (les conditions initiales sont les intensités injectées et transmises).

Pour estimer la puissance de seuil Brillouin (P_{th}) dans la fibre en considérant l'affaiblissement de la puissance de Pompe dû non seulement à l'absorption mais aussi au processus de diffusion Brillouin ; la puissance de Pompe transmise sera notée $P_P(L) = \mu P_P(0)$ ($0 < \mu \leq 1$) au lieu de $P_P(L) = e^{-\alpha L} P_P(0)$. La condition pour déterminer la puissance de seuil Brillouin devient :

$$P_{th} = P_P(0) \text{ telle que } P_S(0) = P_P(L) = \mu P_P(0) = \mu P_{th} \quad 1-113$$

L'équation 1-101 du gain Brillouin dans une fibre optique de longueur L devient :

$$G = \frac{P_S(0)}{P_S(L)} = \mu \frac{P_{th}}{P_S(L)} = e^{(\eta_p g_B(\omega) \frac{P_{th}}{A_{eff}} L_{eff} - \alpha L)} \quad 1-114$$

$$\frac{\mu}{e^{-\alpha L}} \frac{P_{th}}{P_S(L)} = e^{(\eta_p g_B(\omega) \frac{P_{th}}{A_{eff}} L_{eff})} \quad 1-115$$

La puissance de seuil Brillouin est alors obtenue par la relation :

$$P_{th} = \ln \left(\frac{\mu}{e^{-\alpha L}} \frac{P_{th}}{P_S(L)} \right) \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B(\omega) L_{eff}} = \left(\ln \left(\frac{\mu}{e^{-\alpha L}} \right) + G_{th} \right) \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B(\omega) L_{eff}} \quad 1-116$$

Lorsque $\mu = e^{-\alpha L}$, l'équation 1-116 est équivalente à l'équation 1-110, obtenue précédemment en négligeant l'affaiblissement de la Pompe par la diffusion Brillouin stimulée.

Supposons $\mu = e^{-\alpha L} e^{-b}$, où b ($b > 0$) représente les pertes vues par la Pompe dues au processus de diffusion Brillouin dans la fibre. L'équation 1-116 devient :

$$P_{th} = (-b + G_{th}) \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B(\omega) L_{eff}} \quad 1-117$$

La puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée (P_{th}) de l'équation 1-117 est généralement plus faible que celle obtenue à partir de l'équation 1-110. Cette dernière (l'équation 1-110) correspond plutôt à une limite supérieure puisqu'elle a été obtenue en négligeant l'effet de la diffusion Brillouin stimulée sur la Pompe. En effet, plus b est grand (ce qui est équivalent à dire plus le gain Brillouin dans la fibre est élevé) ; plus P_{th} est faible. Dans la suite du document, la puissance de seuil Brillouin dans une fibre optique monomode sera écrite simplement, sous la forme :

$$P_{th} = g_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \quad 1-118$$

où $g_{th} = G_{th}$, lorsque l'on néglige l'affaiblissement de la Pompe dû par le processus de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre et $g_{th} = -b + G_{th}$, sinon. Il est alors nécessaire, pour une valeur de μ choisie, de connaître la valeur de g_{th} (qui est une fonction de la longueur de la fibre utilisée) pour avoir une bonne estimation de la puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée. C'est Smith, qui en 1972, donne la première approximation de g_{th} . À l'époque, les pertes dans la fibre silice standard étaient estimées à 20 dB/km et $g_{th} = 21$ [55]. Désormais, le facteur g_{th} prend plutôt des valeurs entre 17 et 19 dans une fibre standard en silice [57]–[60] et entre 15 et 19 dans les fibres en verres de chalcogénures [61] (voir tableau 1-3).

La fraction $\mu = P_S(0)/P_P(0)$ est souvent utilisée expérimentalement pour déterminer la puissance de seuil Brillouin P_{SBST} dans une fibre optique. La puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée est

alors définie comme la valeur de la puissance de Pompe injectée $P_P(0)$ pour laquelle la puissance Stokes rétrodiffusée $P_S(0)$ est égale à la fraction μ de celle-ci. À cause de la dépendance exponentielle de la puissance de l'onde Stokes en fonction de la puissance de Pompe injectée (équation 1-100) près du seuil de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre, le choix de μ n'est pas très critique. Dans la littérature, deux valeurs de cette fraction sont généralement utilisées. La première, $\mu = 1$ [55], [61], pour laquelle on considère la puissance rétrodiffusée Brillouin égale à la puissance injectée dans la fibre et la deuxième, $\mu = 0,01$ [57], [58], [62], pour laquelle la puissance Stokes rétrodiffusée égale 1 % de la puissance injectée à l'entrée de la fibre.

		Smith	SMF28	FOM Silice	FOM AsSe
A_{eff}	$[\mu\text{m}^2]$	50	78	2,4	8
α	$[\text{dB/km}]$	20	0,2	17	1000
L	$[\text{m}]$	200	300	30	3
ν_B	$[\text{GHz}]$	10,85	10,85	10,05	7,95
$\Delta\nu_B$	$[\text{MHz}]$	28	30	28	22
g_{th}	$[\text{W}]$	21	19	18	22

1-3 : Paramètres pour le calcul de g_{th} lorsque $\mu = 1$ [63]

1.4 Exaltation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes

Théoriquement, la puissance de seuil Brillouin P_{SBST} peut être obtenue à partir de la relation :

$$P_{th} = g_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \left(\frac{\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B} \right) \quad 1-119$$

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3.3, si la largeur de raie de l'onde Pompe ($\Delta\nu_P$) est suffisamment faible (inférieure au MHz) par rapport à la bande de gain Brillouin ($\Delta\nu_B$), alors la partie entre les parenthèses tend vers l'unité et la puissance de seuil Brillouin P_{SBST} s'écrit simplement :

$$P_{th} \cong g_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \quad 1-120$$

Selon cette dernière équation, la puissance de seuil Brillouin est d'autant plus faible que A_{eff} est petit ou que η_p , g_B ou L_{eff} est grand.

Autrement dit, pour réduire la puissance de seuil Brillouin, il faut privilégier une fibre :

- à maintien de polarisation ($\eta_p = 1$).
- ayant une petite aire effective. Celle-ci peut être atteinte en étirant la fibre ou en y intégrant des microstructures (fibres à cœur suspendu, fibres avec des trous d'air en anneau, en hexagone, ...).
- faite dans un matériau ayant un grand indice de réfraction. Ce qui aura pour effet d'augmenter la valeur de g_B (qui augmente en n^7 comme nous pouvons le voir dans l'équation 1-87). Par exemple, l'utilisation de certaines fibres en verre de chalcogénures dont l'indice effectif vaut presque 2 fois celui de la silice [64]–[66] permet d'avoir des coefficients de gain Brillouin jusqu'à deux ordres de grandeurs plus grands [63].
- admettant une faible perte de transmission pour favoriser des grandes longueurs effectives.

Soulignons entre autre, qu'il est préférable de travailler à basse température (ce qui aura pour effet de diminuer la valeur du facteur g_{th}).

1.4.1 État de l'art sur les verres spéciaux (avec n grand)

Dans une fibre optique, l'apparition d'effets non-linéaires passe par la modification de son indice de réfraction n . Ce dernier est relié à l'intensité I de l'onde optique incidente selon l'équation :

$$n = n_0 + n_2 I \quad 1-121$$

où n_0 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction linéaire et non-linéaire de la fibre.

Verres	n_0	n_2 @ 1550 nm [m ² /W]	$\frac{n_2}{n_2^{Silice}}$
SiO ₂	1,45	$2,8 \cdot 10^{-20}$	1
As ₂ S ₃	2,44	$(2,5 - 5,95) \cdot 10^{-18}$ [73]	74 - 200
As ₂ Se ₃	2,81	$(1,1 - 2,4) \cdot 10^{-17}$ [74]	400 - 900

1-4 : Indices linéaires n_0 et non-linéaires n_2 de différentes compositions de verre en chalcogénures [63]

Pour maximiser les effets non-linéaires, ou encore réduire l'intensité incidente nécessaire à leur observation, l'équation 1-121 suggère le choix d'une fibre faite avec matériau ayant un indice de réfraction non-linéaire n_2 très élevé.

Dans la littérature, sont relatés, des verres de chalcogénures qui présentent un n_2 jusqu'à 900 fois plus grand que celui d'une fibre silice classique [67]–[72] (voir tableau 1-4).

Les fibres en verre de chalcogénures sont obtenues en mélangeant un ou plusieurs élément(s) du groupe VIA (Soufre (*S*), Sélénium (*Se*), Tellure (*Te*)) avec d'autres éléments (Gallium (*Ga*), Antimoine (*Sb*), Germanium (*Ge*), Arsenic (*As*)) (figure 1-12).

Periodic Table of the Elements

alkali metals
alkaline earth metals
transitional metals
other metals
nonmetals
noble gases

atomic number
atomic weight
symbol
name
black solid
blue liquid
red gas
white synthetically prepared
grey most stable isotope

1-12 : Éléments chimiques¹² utilisés dans la fabrication des fibres en verre de chalcogénures

Les indices de réfraction linéaire n_0 et non-linéaire n_2 des verres dépendent de leur composition. Comme on peut le voir dans le tableau 1-5, les verres de chalcogénures présentent un gain Brillouin très élevé, jusqu'à deux ordres de grandeur plus grands que celui de la silice [75]–[77].

		Silice [78]	AsS Florea [79]	As ₂ Se ₃ Abedin [75]	Gb ₁₅ Sb ₂₀ S ₃ Fatome [61]
n	[-]	1,45	2,45	2,25	2,81
A_{eff}	[μm ²]	78	13,9	39,4	22
α	[dB/m]	0,0002	0,57	0,84	5,5
g_B	[m/W]	(0,8 – 4,0).10 ⁻¹¹	3,9.10 ⁻⁹	6,1.10 ⁻⁹	0,8.10 ⁻⁹
ν_B	[GHz]	10,95	–	7,95	8,2
$\Delta\nu_B$	[MHz]	10	–	13,2	9,5

1-5 : Caractérisation des paramètres pertinents à la diffusion Brillouin dans les fibres optiques en verres de chalcogénures à 1550 nm

Les premières fibres optiques en verre de chalcogénures étaient de simples fils de verre fortement multimodes et donc inadaptées aux fonctions optiques exigeant un guidage monomode. Dans les années

¹² Le tableau périodique de la figure 1-12 est extrait du site <http://oxford-labs.com/x-ray-fluorescence/the-periodic-table/>

90, plusieurs équipes ont développé une technique de fabrication de fibres par double creuset. Les pertes de transmission optiques à 1550 nm se situent alors autour de 0,8 dB/m [80].

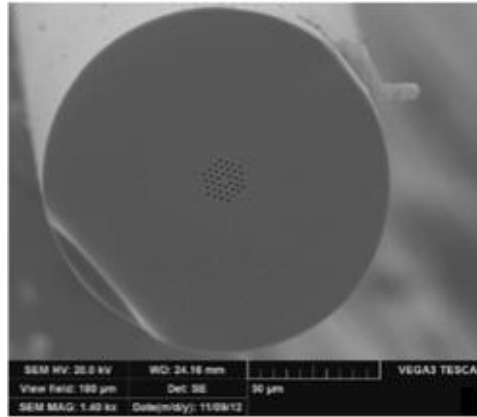
Les premiers travaux sur la mesure de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques en verre de chalcogénures ont été menés par *Ogusu* et *Li* en 2004 [81]. En utilisant le temps de vie des phonons ($\tau_B \approx 1$ ns) dans les verres de chalcogénures, un coefficient de gain Brillouin g_B au moins 20 fois plus élevé que dans des verres en silice a été estimé, plus précisément 20 fois plus dans les verres As_2S_3 et 25 fois plus dans les verres As_2Se_3 . Des études datant de 2005, 2006 ont permis de déterminer expérimentalement ces paramètres dans des fibres en verre de chalcogénures [75], [79], [82]. En 2005, *Kazi Abedin* est le premier à démontrer expérimentalement l'effet Brillouin dans une fibre monomode en verre de chalcogénures [75]. Avec seulement 5 mètres de fibre As_2Se_3 , un seuil Brillouin de 85 mW a été obtenu en pompant de manière continue autour de 1550 nm. À partir de cette valeur de seuil Brillouin, un coefficient de gain Brillouin de $6 \cdot 10^{-9}$ m/W, soit 134 fois plus élevé que dans une fibre silice, a été estimé. De plus, une fréquence Brillouin de 7,95 GHz ainsi qu'une demi-largeur du spectre Brillouin de 13,2 MHz ont été mesurées en utilisant une détection hétérodyne. Ces résultats ont été confortés quelques mois plus tard [79] avec des valeurs de g_B de $6,75 \cdot 10^{-9}$ m/W, soit légèrement supérieures à celle donnée par *Abedin*. Dans ce même papier, un coefficient de gain Brillouin de $3,9 \cdot 10^{-9}$ m/W a aussi été mesuré pour une fibre de composition As_2S_3 .

1.4.2 État de l'art sur les fibres optiques monomodes micro-structurées (avec A_{eff} petit)

Au milieu des années 90, une nouvelle classe de fibres optiques à base de silice, a vu le jour. L'aire effective de la fibre est réduite en introduisant périodiquement des trous d'air dans sa gaine tout en gardant un infime cœur solide. Cette structure augmente grandement la différence d'indices effectifs entre le cœur et la gaine et permet de confiner au mieux la lumière dans le cœur de la fibre. Ces microstructures dans la fibre sont caractérisées par la taille des trous, leur forme, leur disposition et leur périodicité. Des diamètres de cœur proches de la longueur d'onde de travail sont accessibles. Une telle technique a permis d'augmenter le coefficient non-linéaire d'une fibre silice jusqu'à un facteur 40 [83].

Aussi appelées, fibres à cristaux photoniques (PCF, pour *Photonic Cristal Fiber* en anglais) [84], les premières fibres optiques microstructurées en silice ont été développées en 1996 par *Knight* [85] pour étudier les propriétés de guidage d'une fibre, conformément aux suggestions de *Kaiser* en 1973 [86]. Elles sont généralement classées en deux catégories selon le type de guidage de la lumière dans la fibre. On distingue :

- celles dont, comme pour les fibres standards, le guidage se fait par réflexion totale interne mais modifiée [85],
- et celles utilisant le guidage par bande interdite photonique [84]. Dans ces fibres, l'indice du cœur est plus faible que celui de la gaine.



1-13 : Fibre optique micro-structurée en GeAsSe [63]

3,8 μm diamètre de cœur et 0,7 dB/m de pertes

La première FOM en verre de chalcogénures a été réalisée en 2000 [87], mais il faudra attendre 2006 pour qu'ait lieu la première démonstration de guidage de la lumière dans ce type de fibre [64], [88]. La même année, la première FOM monomode réalisée par PERFOS/EVC (Plateforme d'Etudes et de Recherche sur les Fibres Optiques Spéciales / Equipe Verres et Céramiques) a été caractérisée par FOTON [17]. Un indice de réfraction non-linéaire n_2 , 145 fois supérieur à celui de la silice a été mesuré ainsi qu'un coefficient Kerr γ de $190 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ dans cette fibre de composition GeSbSGa . En 2008, PERFOS/EVC a démontré que la technique de fabrication « *Stack and Draw* » des FOMs en silice n'était pas adaptée aux verres de chalcogénures [89]. En effet, des γ de $500 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ et de $2000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ont été obtenus pour des FOMs respectivement en GeSbS et AsSe [61], la fabrication des fibres avec de très petits diamètres de cœur [90] a permis d'augmenter cette valeur de γ à $15000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ dans une fibre à cœur suspendu ayant une aire effective de $2,9 \mu\text{m}^2$ [91]; mais les pertes de transmission résultantes étaient bien souvent supérieures à 10 dB/m . En 2010, PERFOS/EVC, propose une nouvelle méthode de fabrication de préforme par moulage [92]. Ils ont réussi à démontrer un record de pertes optiques de $0,4 \text{ dB/m}$ à $1,55 \mu\text{m}$ [93]. En 2011 et 2012, PERFOS/EVC a mis au point une nouvelle FOM monomode à petit diamètre de cœur [94], présentée sur la figure 1-13. Les pertes étaient d'environ $0,7 \text{ dB/m}$ à 1550 nm . Le diamètre de cœur était d'environ $3,8 \mu\text{m}$ et l'ouverture numérique de 0,35. Ces paramètres opto-géométriques ont été choisis afin

d'optimiser le couplage avec des fibres de silice. Cette fibre a permis le déclenchement de laser Brillouin avec un seuil de 6 *mW*.

Cependant, l'ajout d'une microstructure dans le cœur de la fibre peut modifier la génération et le couplage des ondes optiques et acoustiques. Et donc, modifier les paramètres Brillouin. Cette hypothèse a été démontrée pour des FOMs en silice [62], [95], [96].

La première caractérisation Brillouin dans une FOM a été réalisée en 2008 par *Fortier et al.* [65] dans une fibre $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$. Un gain Brillouin de $0,8 \cdot 10^{-9} m/W$, un décalage Brillouin de 8,5 *GHz* et une largeur du spectre Brillouin de 9,5 *MHz* ont été mesurés. Les différences entre ces valeurs et celles données par *K. Abedin et al.* [75] ont été attribuées à la différence de composition des deux fibres.

D'autres fibres optiques spéciales ont été caractérisées, entre 2011 et 2013 par *Kenny Hey Tow*, alors doctorant au laboratoire FOTON dans le cadre du projet ATOS (Antenne acoustique Tout Optique pour la Surveillance). Le tableau 2-6 résume les résultats de ces caractérisations sur une fibre de type *AsSe* à cœur suspendu [66], [97] et des FOMs de type *GeAsSe* [98].

		As₃₈S₂₆₂	Ge₁₀As₂₂Se₆₈	Ge_{11,5}As₂₄Se_{64,5}
		Cœur suspendu	FOM	Effilée
<i>n</i>	□	2,81	2,62	2,65
<i>A_{eff}</i>	[μm ²]	13,0	8,0	1,5
<i>α</i>	[dB/m]	1,0	0,65	2,5
<i>g_B</i>	[m/W]	$5,5 \cdot 10^{-9}$	$4,4 \cdot 10^{-9}$	$2,2 \cdot 10^{-9}$
<i>ν_B</i>	[GHz]	7,95	7,25	7,35
<i>Δν_B</i>	[MHz]	14,2	17,6	46

1-6 : Caractéristiques Brillouin des fibres optiques en verres de chalcogénures pour ATOS [63]

1.5 Applications de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques

À partir d'un certain niveau d'intensité lumineuse, toute la puissance supplémentaire injectée est transférée dans l'onde Stokes. Dans ce sens, la diffusion Brillouin stimulée constitue une limitation pour les télécommunications à fibres optiques dans la mesure où elle limite la puissance maximale que peut transmettre une fibre optique. Cependant, il est possible de tirer profit de cet effet non-linéaire dans bien d'autres domaines d'applications notamment dans la réalisation d'amplificateurs [99], [100] et de lasers à fibres optiques [101]–[107].

Le décalage en fréquence mesurée permet de calculer la vitesse de l'onde élastique diffusante. En mesurant des vitesses d'onde se propageant dans plusieurs directions différentes, il est possible de calculer l'ensemble des modules élastiques du matériau.

La diffusion Brillouin stimulée est utilisée pour la détection d'une coupure dans les lignes de transmission optique. En effet, lorsqu'une coupure intervient dans les lignes de transmission, le signal rétrodiffusé Brillouin voit la valeur de sa puissance optique modifiée. Cette modification de puissance du signal rétrodiffusé est fonction de la longueur de fibre optique parcourue par le signal continu descendant. En analysant la puissance du signal de rétrodiffusion de Brillouin, il est possible à partir d'une valeur de cette puissance de déterminer la longueur de fibre optique parcourue par le signal optique continu de rétrodiffusion de Brillouin et ainsi de déduire, à partir de la longueur déterminée, la localisation d'une coupure éventuelle dans une fibre optique du réseau de télécommunication [43], [108].

Dans le cas des fibres optiques, les caractéristiques spectrales du gain Brillouin dépendent non seulement du type de fibre utilisé, mais aussi de la température et des contraintes qui leur sont appliquées. Ces dépendances sont exploitées dans les capteurs à fibres optiques [39], [40], [44]. Elles sont utilisées notamment dans le domaine du vieillissement sous contrôle (SHM : Structural Health Monitoring en anglais) des ponts [109] et des routes en général. A. Küng note, dans sa thèse [16], la possibilité de réaliser des capteurs de courant électrique, de faire de la conjugaison de phase optique, ou encore de mesurer la largeur de raie de lasers cohérents, de réaliser des générateurs de signaux micro-ondes modulés en phase, d'émetteurs de signaux PSK,

La très faible largeur du spectre de diffusion a permis la réalisation d'analyseur de spectre optique à très haute résolution de l'ordre de 10 MHz, c'est le cas du BOSA : Brillouin Optical Spectrum Analyser [110].

Dans les lasers à déclenchement de pertes (Q-Switch) à forte puissance, par exemple, la diffusion Brillouin stimulée est utilisée pour permettre la compensation des distorsions thermiques dans le cristal du laser.

On peut aussi citer la création de lignes à retard accordables [111], [112] et la génération d'impulsions picosecondes [113]. À l'EPFL, L. Thévenaz et al. [82], [114]–[118] ont présenté une technique permettant de réaliser un contrôle extensif et très souple de la vitesse de groupe de signaux se propageant dans une fibre optique. Ce contrôle est effectué par le truchement de gains ou de pertes générés dans la fibre par diffusion Brillouin stimulée. En régime de vitesse lente, une valeur de 4,26 pour l'indice de groupe a pu être atteinte, ce qui correspond à un ralentissement d'un facteur 3 environ par rapport à la vitesse normale, qui passe de 205 000 km/s à 71 000 km/s . En régime de vitesse rapide, l'indice diminue progressivement pour atteindre des valeurs inférieures à l'unité, et même en fin de compte la valeur extrême de $-0,7$!

1.5.1 Amplificateurs Brillouin à fibre optique

Le gain Brillouin produit par la diffusion Brillouin peut être utilisé pour amplifier un faible signal dont la fréquence est décalée de la fréquence Brillouin par rapport à la fréquence du laser de Pompe.

Un laser monomode à semi-conducteur, préférablement à rétroaction répartie ou à cavité externe [119], dont la largeur de raie (quelques centaines de kHz) ne dépasse pas la bande de gain Brillouin, peut être utilisé comme pompe dans un amplificateur Brillouin. Le faible signal (quelques microwatts) du laser de « Sonde » injecté en fin de fibre peut être amplifié par le gain Brillouin produit dans la fibre. Il suffit de faire varier sa fréquence pour maximiser le gain Brillouin. Le facteur d'amplification maximal est obtenu quand la différence de fréquence Pompe-Sonde est de l'ordre de la fréquence Brillouin et est donné par la relation (si on néglige la saturation de gain) :

$$G_A = \frac{P_S(0)}{P_S(L)} = e^{(g_B P_P(0) \frac{L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L)} \quad 1-122$$

Comme on peut le voir, dans l'équation 1-122, le facteur d'amplification G_A augmente quand on augmente la puissance de la Pompe. Cette croissance est exponentielle tant que le signal Sonde injecté ne dépasse pas la puissance de saturation de l'amplificateur Brillouin qui vaut environ 1 mW [49].

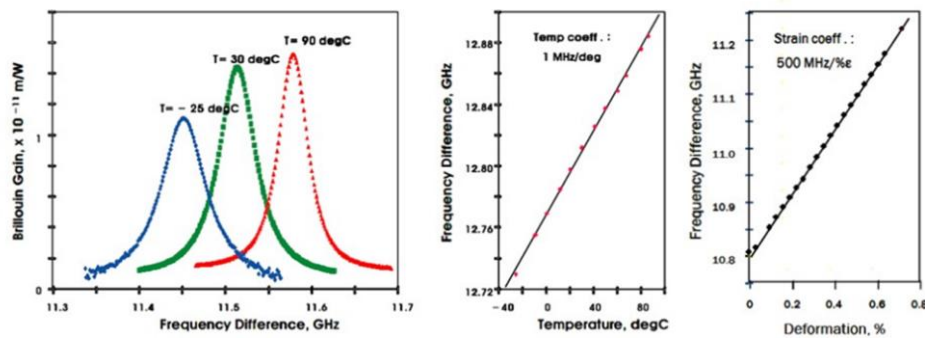
1.5.1.1 Filtres passe-bande de quelques dizaines de MHz

Comme la bande gain Brillouin est de quelques dizaines de MHz, la bande passante des amplificateurs Brillouin ne dépasse pas non-plus la centaine de MHz. Ce qui limite les amplificateurs Brillouin à des applications d'amplification sélective [120], [121]. Ils sont utilisés comme filtres optiques accordables pour sélectionner un canal particulier parmi plusieurs dans les systèmes de communication optiques multicanaux denses [100], [122]–[125]. Si le débit binaire est plus petit que la bande de gain Brillouin, le laser de Pompe peut être accordé pour venir amplifier par processus Brillouin un canal particulier. Chaque canal peut être détecté avec un bas taux d'erreur binaire ($< 10^{-8}$) quand l'espacement entre les canaux dépasse 140 MHz. Même si d'autres méthodes (réseaux de Bragg [126], Fabry-Perot [127], ...) ont été proposées pour la réalisation de ce type de filtre, la diffusion Brillouin stimulée est considérée comme l'une des plus prometteuses. Récemment, en 2014, Y. Jaouën et al. [128]–[130] ont démontré l'extraction

et l'amplification d'un signal OFDM¹³ avec un tel type de filtre optique rectangulaire ultra-plat ayant une bande passante accordable de 50 MHz à 4 GHz et une résolution de 15 MHz.

1.5.2 Capteurs Brillouin à fibre optique

Comme le décalage Brillouin ν_B dépend de l'indice effectif du mode dans la fibre, il change à chaque fois que l'indice effectif de la fibre change sous l'effet de la température ou de la pression. Ainsi la diffusion stimulée Brillouin peut être utilisée pour la réalisation de capteurs à fibre de température ou de pression distribués sur des longues distances [6]–[9], [37], [43], [131].



1-14 : Évolution de la fréquence Brillouin en fonction de la température et de la déformation [43]

On a pu mesurer la température et la pression sur une fibre longue de 32 km avec une résolution de 1 °C en température et de 20 microdéformations en pression avec une résolution spatiale de 5 m [8].

Les capteurs distribués utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes présentent beaucoup d'atouts. En plus de la possibilité d'utiliser une longue distance, la fibre optique monomode est insensible aux rayonnements électromagnétiques et les pertes de transmission sont faibles. Ces capteurs sont utilisés dans le monitoring des berges et digues, des pipelines, des versants, des tunnels, etc.

1.5.3 Lasers Brillouin à fibre optique

La diffusion Brillouin stimulée contribue aussi à la conception et réalisation de systèmes laser à base de fibres optiques [101]. Pour réaliser un laser Brillouin, il faut placer la bande de gain Brillouin qui fait office

¹³ L'OFDM (orthogonal frequency-division multiplexing) est un procédé de codage de signaux numériques par répartition en fréquences orthogonales sous forme de multiples sous-porteuses. Cette technique est largement adoptée dans la plupart des applications à très haut débit.

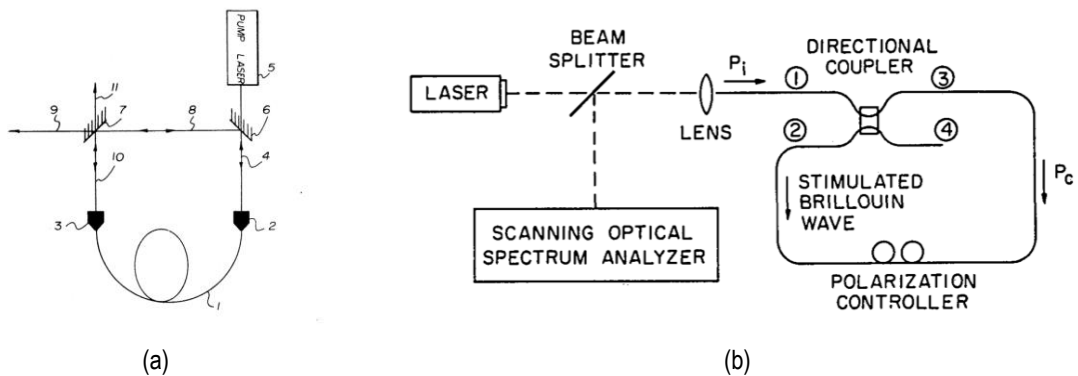
de bande d'amplification à l'intérieur d'un résonateur optique (de type Fabry-Perot ou en anneau ou hybride). En raison des faibles pertes du résonateur, les lasers Brillouin à fibre optique peuvent avoir une puissance de seuil relativement faible (quelques 10 mW) et une très faible largeur de raie (< 1 kHz).

Dans la littérature, la fibre standard en silice SMF28 est la plus souvent utilisée [101]–[103]. On retrouve également quelques études sur des lasers Brillouin à fibres optiques spéciales, dans la composition (fibres en bismuth, tellure, chalcogénures) ou la géométrie (fibres optiques micro-structurées).

1.5.3.1 Lasers Brillouin à fibre optique en anneau

L'étude du laser Brillouin en anneau a mis en évidence plusieurs propriétés intéressantes, telles que : sa cohérence, son décalage de fréquence (de l'ordre de 10 GHz dans une fibre standard en silice) par rapport à la pompe et sa faible largeur de raie (jusqu'à 10000 plus petite que celle du laser de Pompe).

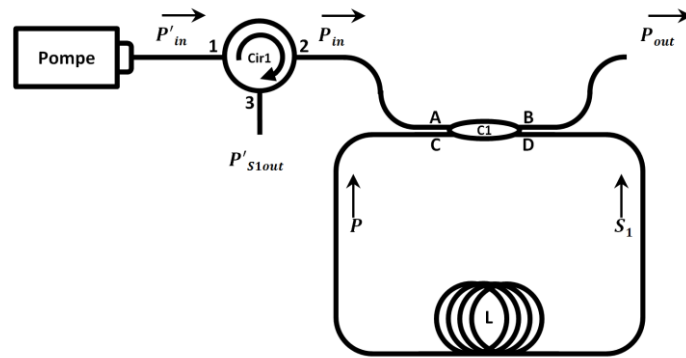
Le premier laser Brillouin a été étudié par Hill et al. [104] en 1976. Le brevet US Patent 4107628 [105] en donne les détails. Il est constitué d'un résonateur en anneau qui impose la circulation de la lumière incidente dans un même sens. L'onde Stokes, circulant en sens inverse dans la cavité, est plus facilement séparée et étudiée. Une cavité toute fibrée, étudiée par Stokes en 1982, avait elle aussi une structure en anneau [101]. On trouve les détails dans un brevet de 1985 [106].



1-15 : Cavités laser Brillouin en anneau proposées par Hill et al. en 1976 (a) et Stokes et al. en 1982 (b).

La cavité de Hill était plutôt une cavité hybride, du point de vue des composants. Outre la fibre utilisée comme milieu à gain, elle était constituée de composants optiques massifs comme des lentilles, des miroirs et des séparateurs de signal [104]. Près de 70% du signal était perdu après un tour de cavité. Même avec une bonne stabilisation, les puissances de seuil laser avoisinaient les centaines de mW [107].

Plus tard, Stokes utilisa un coupleur directionnel accordable fibré pour fermer sa cavité. Ce qui lui a permis de réduire les pertes de la cavité et son seuil laser [101].



1-16 : Cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau

(Cir1 : circulateur optique, C1 : coupleur optique, L : longueur de l'anneau)

Depuis, on a pu aussi réaliser des coupleurs et des circulateurs optiques tout fibrés présentant de très faibles pertes d'insertion. Le montage du laser à fibre Brillouin en anneau comprend alors une pompe optique (laser de pompe + EDFA) qui est injectée via un circulateur dans le bras A d'un coupleur variable. La cavité est obtenue en rebouclant les bras C et D du coupleur avec la fibre à étudier. Le gain Brillouin créé par une onde de pompe circulant plusieurs fois dans la cavité permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser. Le faisceau laser Brillouin sortant du bras A du coupleur est récupéré via le port 3 du circulateur.

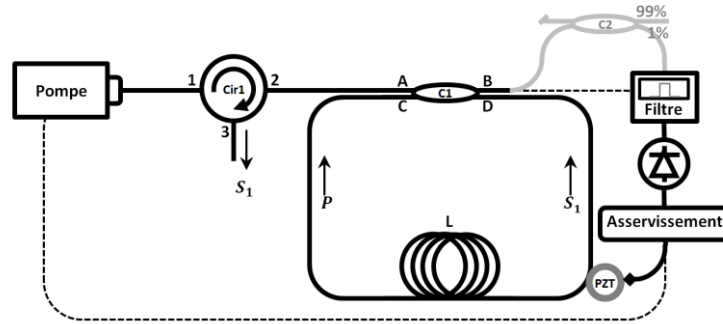
La performance du laser Brillouin à fibre dépend aussi de la longueur de la fibre constituant la cavité. Cette dernière détermine l'espacement entre les différents modes longitudinaux autrement dit l'intervalle spectrale libre de la cavité ($\Delta\nu_L = c/nL$). Utilisant une grande longueur de fibre ($\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_B$), il est possible de baisser le seuil laser Brillouin mais on assiste, du même coup, à l'existence de plusieurs modes de cavités sous la bande de gain Brillouin qui rendraient le laser multimode et instable. Tous les modes de cavité se trouvant sous la bande de gain Brillouin sont susceptibles de laser. Même si un des modes était toujours plus amplifié que les autres, auquel cas, le laser aurait un caractère monofréquence ; sa sortie peut néanmoins devenir périodique ou même chaotique. Une boucle de stabilisation est alors nécessaire pour faire opérer le laser de façon continue [107].

Pour vraiment s'assurer du caractère monomode du laser Brillouin à fibre en anneau, il faut éviter toute compétition de modes dans la cavité. Pour cela, il faut qu'il n'y ait qu'un seul mode de cavité sous la bande de gain Brillouin. Dans une fibre silice, la bande de gain Brillouin est donnée entre 10 MHz et 20 MHz selon les références choisies [16][17]. Pour satisfaire la condition $\Delta\nu_L > \Delta\nu_B$, la longueur optique

de la cavité ne doit pas dépasser une trentaine¹⁴ (30) de mètres. Ainsi, pour être mono-fréquence, la longueur physique d'une cavité laser Brillouin en anneau à fibre en silice ne doit pas dépasser une vingtaine de mètres.

1.5.3.1.1 Lasers Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

Cette configuration classique est étudiée en 2003 [103] par le rajout d'une boucle de stabilisation afin de s'assurer que la pompe optique utilisée soit résonante avec les modes de la cavité. Dans cette configuration, l'onde Pompe fait plusieurs tours dans le résonateur en anneau. Elle est alors résonante, ce qui permet de réduire la puissance de seuil laser et donc de pouvoir générer plusieurs ordres supérieurs d'onde de Stokes à faibles puissances.



1-17 : Asservissement de la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

(Cir1 : circulateur optique, C (1, 2) : coupleur optique, L : longueur de l'anneau, PZT : transducteur piézo-électrique)

Mais une boucle de rétroaction rapide est nécessaire pour s'assurer d'une puissance optique stable en sortie de la cavité laser. Cet asservissement peut se faire de deux façons :

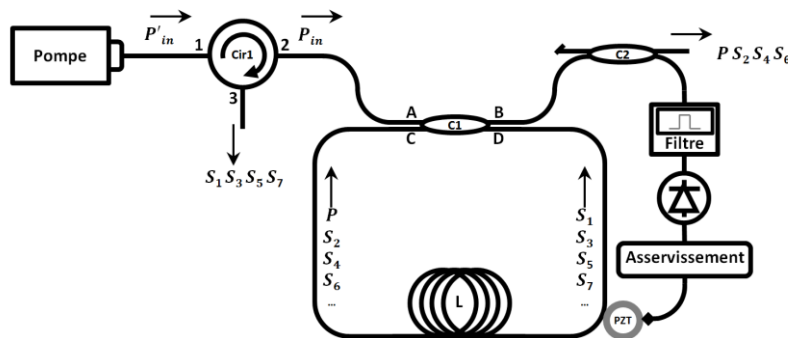
1. On peut ajuster la longueur de la cavité par l'intermédiaire d'un transducteur piézo-électrique ou d'un modulateur de phase [103],
2. Ou, on peut régler la fréquence d'émission du laser de pompe s'il est accordable [133] [134].

Pour de meilleures performances en termes de bruit de fréquence et d'intensité, une boucle de rétroaction basée sur la technique du Pound-Drever-Hall [135] est préconisée [15].

¹⁴ Pour être monomode, l'intervalle spectral libre de la cavité ($\Delta\nu_L = c/nL$) doit être supérieur à la bande de gain Brillouin, qui vaut une dizaine de MHz pour une fibre en silice. La longueur optique nL de la cavité se calcule simplement en faisant le rapport $nL = c/\Delta\nu_L$.

1.5.3.1.2 Lasers Brillouin à fibre optique en anneau à multiples ordres Stokes

Supposons un laser Brillouin à fibre optique en pompage résonant tel que représente sur la figure 1-18. Si on augmente la puissance de l'onde Pompe, la puissance de l'onde Stokes dans la cavité augmente aussi. À partir d'une certaine puissance, une deuxième onde Stokes sera créée par effet Brillouin. Lorsque le gain Brillouin de cette deuxième onde Stokes compense les pertes de la cavité, on observe alors, dans le même sens de la pompe, un laser Brillouin de second ordre décalé de deux fois la fréquence Brillouin. Si on continue à augmenter la puissance de l'onde Pompe, la deuxième onde Stokes créée dans la cavité, générera à son tour une troisième onde Stokes contra-propagative, qui, à partir d'une certaine puissance se mettra elle aussi à laser dans le même sens que le laser Brillouin du premier ordre. Cette troisième onde Stokes, résultante de la deuxième onde Stokes subit le même décalage Brillouin. Le laser Brillouin d'ordre 3 est alors décalé de trois fois la fréquence Brillouin et ainsi de suite. Il est alors possible de générer des lasers Brillouin d'ordres impaires (3, 5, 7, ...) dans le même sens que le laser Brillouin d'ordre 1 initialement généré. De la même façon, on générera des lasers Brillouin d'ordres pairs (2, 4, 6, ...) dans le même sens que la Pompe.



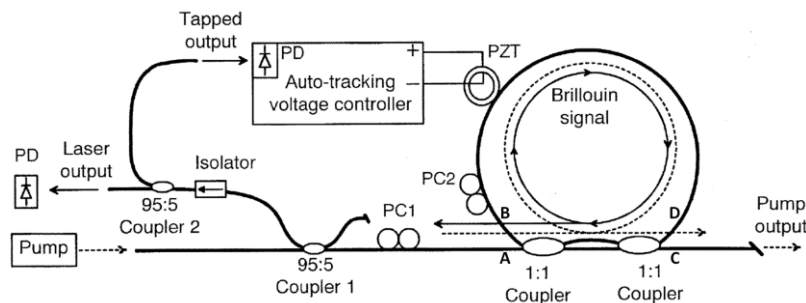
(Cir1 : circulateur optique, C (1, 2) : coupleurs optiques, L : longueur de l'anneau, PZT : transducteur piézo-électrique)

1.5.3.1.3 Lasers Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant

En 2003, *Yong* avait proposé l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) (figure 1-19) à la place d'un coupleur pour injecter la pompe optique dans une cavité en anneau classique [136]. Une onde pompe, dont la fréquence optique est ajustée sur un maximum de transmission du MZI, est couplée du port A vers le port D et circule dans le sens anti-horaire avant d'être éjectée de la cavité du port B vers le port C après un seul passage. Le retard entre les deux bras d'un MZI peut être contrôlé (en rajoutant une différence de trajet optique dans un des deux bras) de sorte que l'espacement fréquentiel entre un point maximum et un point minimum de transmission du MZI corresponde au décalage Brillouin de la fibre utilisée. L'onde Stokes, qui circule dans le sens opposé de l'onde pompe, a un maximum de transmission du port D vers le port B et est libre de circuler plusieurs fois dans la cavité. Mais, ce système comporte un certain nombre d'inconvénients notamment :

- le montage est complexe car il faut un très petit déséquilibre de 9,52 mm dans un des deux bras du MZI (correspondant à un multiple du décalage Brillouin) ;
- des boucles de rétroaction sur la longueur de la cavité et sur la température du MZI sont nécessaires afin d'éviter des dérives des modes de cavités et une modification de la différence de trajet optique ce qui résulterait à un décalage du maximum de transmission du MZI.

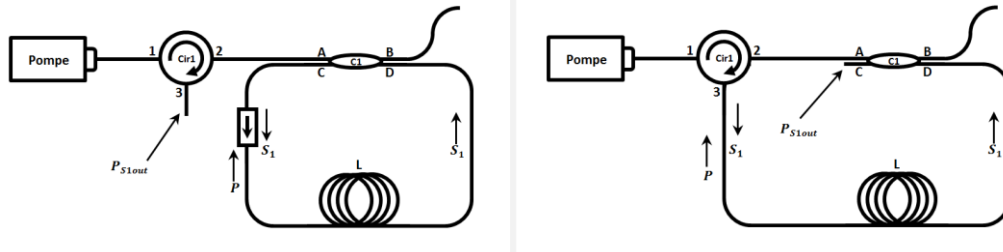
À cause de l'asservissement, cette dernière cavité est plutôt compliquée à mettre en œuvre.



1-19 : Cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau de Yong [136]

(PC1, 2 : contrôleurs de polarisation, PD : photo-détecteur, PZT : transducteur piézo-électrique)

Considérons alors la cavité en anneau traditionnelle. On peut forcer la Pompe à faire qu'un seul tour dans la cavité en y intégrant un isolateur optique. Ce type de cavité est souvent utilisé pour étudier le bruit dans le laser Brillouin en anneau puisqu'elle est plus stable. Une cavité équivalente est étudiée en 2008 par *François Mihélic*. C'est la cavité en anneau en pompage non-résonant avec circulateur optique [137]. Le laser de pompe est amplifié puis injecté dans la fibre via les ports 1 et 2 d'un circulateur optique. Une grande partie (90%) de l'onde Stokes rétrodiffusée recueillie sur le port 3 du circulateur est réinjectée dans la fibre à son autre extrémité. L'autre bras du coupleur portant 10% du signal Stokes amplifié constitue la sortie du laser Brillouin.



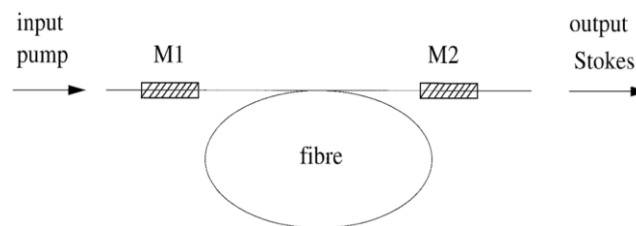
1-20 : Cavité laser Brillouin à fibre en anneau en pompage non-résonant avec circulateur

(Cir1 : circulateur optique, C1 : coupleur optique, L : longueur de l'anneau)

Une cavité avec pompe non-résonante constitue une bonne option pour la réalisation d'un laser Brillouin plus stable. Cependant, il devient de plus en plus difficile de générer des ondes de Stokes d'ordres supérieurs, surtout les ordres pairs qui sont dans le même sens que la pompe.

1.5.3.2 Lasers Brillouin à fibre optique de type Fabry-Perot

En 2000, *Lecœuche* utilisa deux réseaux de Bragg comme miroirs avec une bande de réflexion suffisamment fine afin de réfléchir l'onde Stokes et de transmettre l'onde pompe [138]. L'onde pompe est évacuée par le réseau de Bragg M2 (voir schéma 1-21) alors que l'onde Stokes est résonante dans la cavité. Bien que cette configuration paraisse très simple, elle demande un ajustement très précis de la longueur d'onde de Bragg des deux réseaux utilisés.

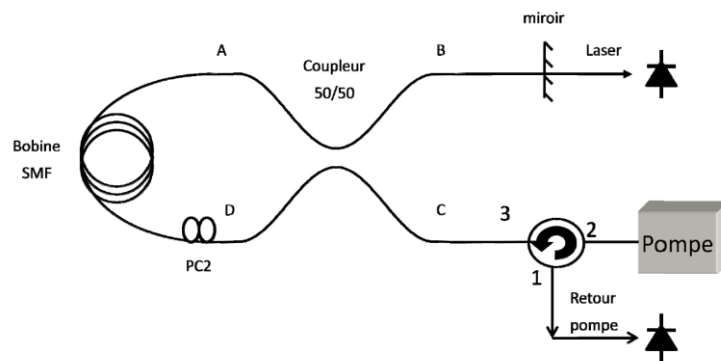


1-21 : Cavité laser Brillouin à fibre de *Lecœuche* [138]

(M1 et M2 sont les réseaux de Bragg respectivement de l'entrée de la Pompe et de la sortie de l'onde Stokes)

En 2008, *Mihélic* réalisa une cavité de type Fabry-Perot en utilisant un miroir à boucle non-linéaire [137]. La cavité Fabry-Perot (figure 1-22) est obtenue en plaçant un miroir non-linéaire à l'extrémité du bras B. Une onde pompe introduite via le bras C traverse le miroir et est renvoyé hors de la cavité. La zone de gain Brillouin est apportée par une bobine de fibre rajoutée à la cavité. Là encore plusieurs problèmes

subsistent comme par exemple la difficulté de réaliser un miroir de sortie pour ces cavités tout comme un problème de résonance de la pompe qui oblige l'inclusion d'une boucle à rétroaction.

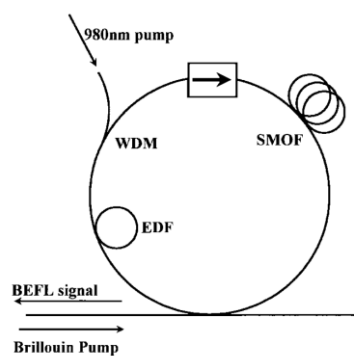


1-22 : Cavity laser Brillouin à fibre de F. Mihélic [137]

(PC2 : contrôleur de polarisation, le miroir or de sortie peut être remplacé par un réseau de Bragg)

1.5.3.3 Lasers Brillouin à fibre optique hybrides

Nous retrouvons également dans la littérature les lasers à fibre hybrides Brillouin/Erbium (BEFL) [139], [140]. Il s'agit d'un laser Brillouin à fibre optique dans lequel les pertes de la cavité sont compensées par l'amplification optique produite par une fibre optique dopée Erbium (EDF) ajoutée dans l'anneau. Deux lasers de pompe sont alors nécessaires. Le laser de pompe initiant le processus Brillouin et un laser de pompe à 980 nm (ou 1480 nm) pour créer l'inversion de population dans la fibre dopée Erbium.



1-23 : Laser Brillouin/Erbium à fibre de Cowle [139]

(BEFL : laser à fibre Brillouin/Erbium, EDF : fibre dopée erbium, WDM : multiplexeur, SMOF : fibre optique monomode)

1.6 Conclusion

Ce premier chapitre présente une description générale de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques. Son originalité réside, sans aucun doute, dans le fait qu'il réunit tous les éléments fondamentaux et essentiels pour appréhender le phénomène de la diffusion Brillouin spontanée et stimulée. La puissance de seuil Brillouin stimulée est analysée. Les diffusions Stokes et anti-Stokes sont expliquées. Nous avons conclu que la définition du seuil Brillouin qui consiste à prendre la valeur de la puissance de Pompe incidente pour laquelle $P_S(0) = P_P(L)$ constitue une limite supérieure pour la puissance de seuil Brillouin stimulée.

Ce qu'il faut retenir c'est que lorsque la puissance de seuil Brillouin stimulée P_{th} est atteinte, la diffusion Stokes génère des phonons tandis que la diffusion anti-Stokes en absorbe. L'onde Stokes rétrodiffusée voit sa puissance augmentée au détriment de celle de l'onde Pompe. L'onde Stokes rétrodiffusée est décalée de la Pompe de la fréquence Brillouin ν_B qui vaut environ 11 GHz pour une fibre optique monomode standard en silice (SMF28). L'onde Stokes rétrodiffusée a une largeur de raie $\Delta\nu_B$ que l'on appelle généralement la bande de gain Brillouin. Celle-ci varie de 30 MHz en régime spontanée à 10 MHz en régime stimulée pour une SMF28. Le gain Brillouin est aussi caractérisé par le coefficient de gain Brillouin g_B qui est de l'ordre $5 \cdot 10^{-11}$ pour une SMF28. Pour réduire la puissance de seuil Brillouin stimulée, on peut utiliser une fibre optique ayant une petite aire effective A_{eff} (comme les fibres optiques microstructurées (FOM)) ou une grande longueur effective L_{eff} (très faible pertes optiques) ou un grand coefficient de gain Brillouin g_B (comme les fibres optiques spéciales (FOS) hautement non-linéaires) tout en maximisant le recouvrement en polarisation des ondes Pompe et Stokes.

La diffusion Brillouin stimulée a été observée pour la première fois en 1964, soit 4 ans après la réalisation du premier laser par *Maiman*. Depuis, elle est étudiée dans divers domaines comme les télécommunications optiques, la défense, la spectroscopie, la métrologie, etc. Le décalage Brillouin, sensible à la température et aux contraintes, est exploité pour la réalisation de capteurs distribués à fibre optique. Certains systèmes utilisent la bande de gain Brillouin pour faire de l'amplification ou du filtrage optique. Un analyseur de spectre optique de haute résolution a été réalisé selon ce principe. Enfin, le gain Brillouin est utilisé dans des résonateurs pour la réalisation de lasers à fibre optique ayant une architecture en anneau ou Fabry-Perot. Les lasers Brillouin à fibre optique en anneau seront étudiés plus en détail dans la suite du document.

Dans le chapitre 2 suivant, nous allons mettre en évidence quelques techniques pour mesurer les paramètres caractéristiques (la fréquence Brillouin ν_B , la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ et le coefficient de gain Brillouin g_B) de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes.

Comme nous l'avons vu à la section 1.4 de ce chapitre, les fibres optiques en verre de chalcogénures présentent un fort coefficient de gain Brillouin (jusqu'à deux ordres de grandeurs supérieurs à celui des

fibres en verre de silice) mais les pertes de propagation y sont généralement élevées. À celles-ci s'ajoutent, les pertes dues aux réflexions de Fresnel aux jonctions silice-chalogénures qui sont aussi plus importantes que dans les jonctions silice-silice classiques. De plus, pour analyser efficacement un signal Stokes, il est important d'utiliser un filtre optique ayant une bande passante de l'ordre du décalage Brillouin. Dans les fibres optiques en verre de chalcogénures, celui-ci vaut environ 8 GHz , ce qui limite le choix du filtre. Pour ces raisons, l'étude présentée dans la suite de ce document est faite avec des fibres en verre de silice. D'autant plus que, comme nous le montrerons au chapitre 3, la combinaison : fibre à maintien de polarisation et cavité en pompage résonant permet de réduire considérablement la puissance de seuil du laser Brillouin en anneau et donc de pouvoir étudier plusieurs ordres de Stokes avec la puissance de Pompe disponible (autour de 500 mW).

Chapitre 2

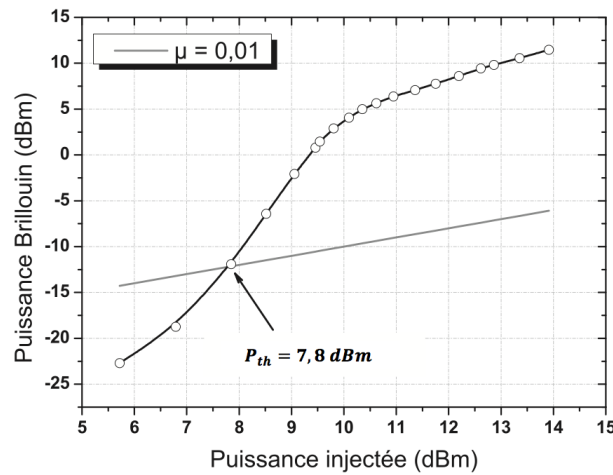
Observation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes

2 Observation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes

Des bancs de mesures pour la caractérisation de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques monomodes ont été réalisés. Pour les différentes fibres étudiées, nous présenterons, dans les sections suivantes, des résultats sur la fréquence Brillouin ν_B , la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ et le coefficient de gain Brillouin g_B .

La puissance de seuil Brillouin dans une fibre optique monomode est inversement proportionnelle à la longueur de fibre utilisée (équation 1-111). Pour les différentes fibres étudiées, nous utiliserons dans la mesure du possible des grandes longueurs de fibre. Nous étudions aussi l'effet de la largeur de raie du laser de Pompe sur la puissance de seuil Brillouin. Pour cela, nous avons effectué la mesure de la largeur de raie de différents lasers disponibles au laboratoire.

Pour valider les bancs et les protocoles de mesures décrits précédemment, nous avons caractérisé la diffusion Brillouin en utilisant une bobine de 26 km de fibre SMF28 afin d'y extraire les paramètres Brillouin et de les comparer aux valeurs données dans la littérature.



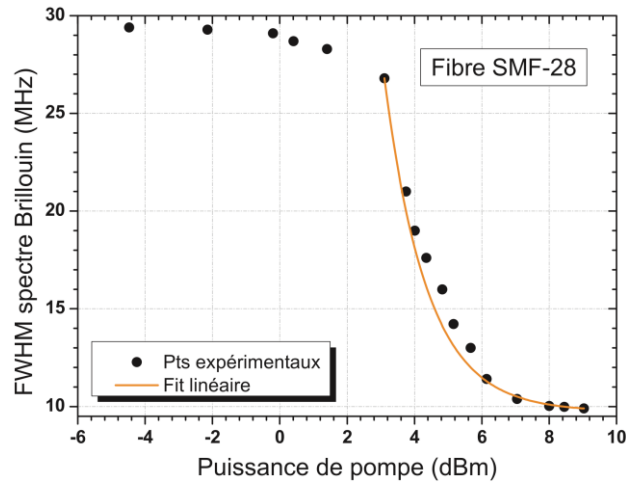
2-1 : Puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 26 km en fonction de la puissance de Pompe injectée

La puissance de seuil Brillouin P_{th} correspond à l'intersection entre la puissance Brillouin et la droite $0,01 \cdot P_P(0)$

Une estimation du seuil Brillouin, calculée en utilisant l'équation 1-111 avec les paramètres suivants : $A_{eff} = 78 \mu m^2$; $\eta_p = 2/3$; $\alpha_{dB} = 0,2 \text{ dB/km}$; $L = 26 \text{ km}$ (soit $L_{eff} \approx 15 \text{ km}$); $g_B = 2 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ (ici g_B est une approximation) et $G_{th} = 15$ (calculé pour $\mu = 0,01$ et $L = 300 \text{ m}$)

donne une puissance seuil Brillouin d'environ 5,8 mW. Les mesures effectuées donnent une valeur $P_{th} = 7,8 \text{ dBm}$ ($\sim 6 \text{ mW}$) comme on peut le voir sur la figure 2-1. Ce qui concorde bien avec notre estimation. De même, le coefficient de gain Brillouin g_B dans la fibre standard silice pourrait être très bien estimé en le calculant, toujours à partir de l'équation 1-111, sachant que l'on a une puissance de seuil Brillouin de 6 mW .

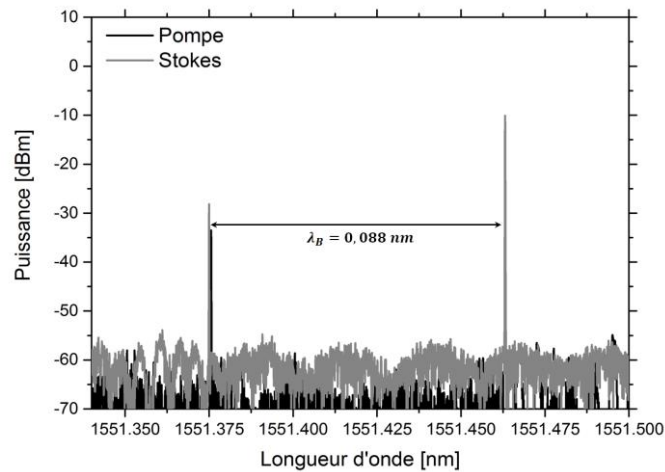
La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_B$ du spectre de diffusion Brillouin a été mesurée pour différentes valeurs de puissance injectée dans la fibre. Comme attendu, la bande de gain Brillouin évolue de 29,5 MHz pour des basses puissances (très en dessous du seuil Brillouin) pour tendre vers une dizaine de MHz quand on dépasse le seuil Brillouin comme le montre la figure 2-2.



2-2 : Largeur à mi-hauteur du spectre de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 26 km en fonction de la puissance de Pompe injectée

La bande de gain Brillouin en régime spontané $\Delta\nu_B$ vaut une trentaine de MHz, elle diminue lorsqu'on augmente la puissance de Pompe injectée pour tendre vers une bande de gain Brillouin en régime stimulé $\Delta\nu_{BS}$ valant une dizaine de MHz

Le décalage Brillouin ν_B mesuré pour ces 26 km de fibre silice standard de type SMF28 vaut $10,985 \text{ GHz}$ ($\lambda_B = 0,088 \text{ nm}$) lorsque le Koheras-Adjustik est utilisé comme laser de pompe à la longueur d'onde $\lambda_P = 1551,375 \text{ nm}$ (voir figure 2-3). En remplaçant ces valeurs dans l'équation 1-40 de la fréquence Brillouin et en considérant l'indice de réfraction de la fibre $n = 1,45$, on calcule la vitesse $V_A = 5796 \text{ m/s}$ de l'onde acoustique dans la fibre. Ce qui correspond parfaitement aux valeurs calculées antérieurement et trouvées dans la littérature.



2-3 : Spectre optique de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 26 km lorsque la puissance de pompe injectée vaut 10 mW

Le décalage Brillouin (0,088 nm en longueur d'onde) correspond à la différence entre la longueur d'onde de l'onde Stokes rétrodiffusée et de celle du laser de pompe

À ce niveau, il est intéressant de noter que le coefficient de gain Brillouin g_B peut être obtenu directement en utilisant l'équation 1-87, si on connaît la densité ρ_0 de la fibre et son coefficient photo-élastique longitudinal p_{12} (sans chercher à connaître le gain Brillouin ou la puissance de seuil Brillouin dans la fibre).

Silice SMF28			Commentaires
n		1,45	valeur typique considérée
A_{eff}	[μm^2]	78	valeur typique considérée
α	[dB/m]	0,2	valeur typique considérée
L_{eff}	[m]	15000	a été calculée (équation 1-93)
ν_B	[GHz]	10,985	a été mesurée
$\Delta\nu_B$	[MHz]	29,5	a été mesurée
λ_P	[nm]	1551,375	a été mesurée
V_A	[m/s]	5796	a été calculée (équation 1-40)
η_p		2/3	valeur typique considérée
ρ_0	[kg/m ³]	2210	valeur typique considérée
p_{12}		0,285	valeur typique considérée
g_B	[m/W]	$\frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c \rho_0 \lambda_p^2 \Delta\nu_B V_A} = 2,77 \cdot 10^{-11}$	à partir de l'équation 1-87

2-1 : Paramètres pour le calcul du coefficient de gain Brillouin

Dans les sections suivantes, nous allons discuter des techniques de mesure utilisées pour la caractérisation Brillouin d'une fibre optique monomode, c'est-à-dire pour trouver la fréquence Brillouin ν_B , la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ et le coefficient de gain Brillouin g_B . Les schémas proposés dans ce chapitre supposent que l'on injecte dans une fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation. Lorsque la fibre n'est pas à maintien de polarisation, il est important d'ajouter un contrôleur de polarisation aux extrémités de la fibre sous test pour optimiser le recouvrement en polarisation des ondes Pompe et Stokes.

Nous avons pu répéter les manipulations avec d'autres fibres et valider nos bancs, qui sont complètement fibrés. Pour la suite du projet, nous n'aurons qu'à changer la fibre sous test.

2.1 Mesure de la fréquence Brillouin dans les fibres optiques monomodes

Pour mesurer expérimentalement la fréquence Brillouin $\nu_B = \nu_P - \nu_S$, on a besoin de connaître la fréquence de l'onde Pompe (ν_P) et celle de l'onde Stokes (ν_S). Il suffira, pour cela, de récupérer ces valeurs en utilisant un analyseur de spectre optique (mesureur de fréquence ou de longueur d'onde optique).

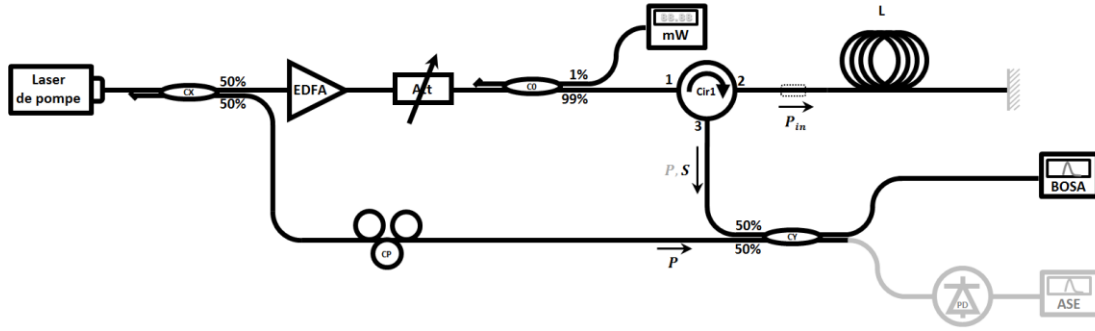
La fréquence Brillouin est de l'ordre de la quinzaine de GHz dans les milieux moléculaires denses [21]. Pour observer distinctement et mesurer avec une bonne précision la fréquence de l'onde Pompe et celle de l'onde Stokes, il faut utiliser un analyseur de spectre optique ayant une résolution appropriée.

Nous utilisons généralement un BOSA (*Brillouin Optical Spectrum Analyzer*). C'est un analyseur de spectre optique de haute résolution basé sur la diffusion Brillouin stimulée permettant de détecter de très faibles signaux (-70 dBm) avec une résolution de 10 MHz (0,08 nm). Les signaux sont mesurés en temps réel avec la meilleure résolution et dynamique, quelle que soit la fenêtre d'observation.

Le banc expérimental de mesure de la fréquence Brillouin ν_B est représenté en trait foncé sur la figure 2-4. Pour les fibres optiques monomodes, opérant autour de 1550 nm, la Pompe (laser de pompe + amplificateur optique (EDFA)) est envoyée sur le port 1 d'un circulateur¹⁵ optique à trois ports (Cir1) dans la fibre sous test de longueur L . L'onde Stokes rétrodiffusée (S) et l'onde Pompe réfléchie (P) (induite par diffusion de Rayleigh, réflexion de Fresnel, miroir en fin de fibre éventuellement) sont directement observées au BOSA via le port 3 du circulateur. Pour contrôler et connaître avec précision la puissance de

¹⁵ Un circulateur à fibre optique est un appareil non-réciproque qui redirige la lumière de port en port de manière séquentiel dans seulement une seule direction. Il dirige un signal entrant du port 1 vers le port 2 ainsi qu'un signal séparé du port 2 vers le port 3. Il présente une excellente isolation optique, un bas passage de seuil, une basse perte d'insertion, une perte de retour élevée et une perte dépendant de la polarisation minimisée. Puisqu'il est stable au point de vue environnemental, il convient pour les laboratoires et autres applications.

Pompe injectée (P_{in}) dans la fibre, un atténuateur¹⁶ optique variable (Att) et un puissance-mètre optique (mW) ont été placés juste avant le circulateur optique. Si la partie réfléchie de l'onde Pompe n'est pas suffisante, on collecte, grâce à un coupleur (CX), une partie du laser de pompe (voir figure 2-4). Cette partie du signal du laser de pompe est alors couplée (CY) à l'onde Stokes rétrodiffusée sur le port 3 du circulateur avant d'être observées au BOSA. Un contrôleur de polarisation (CP¹⁷) permet de maximiser la puissance du laser de pompe transmise après le coupleur CY. Le décalage Brillouin $\nu_B = \nu_P - \nu_S$ peut être alors observé et mesuré au BOSA.



2-4 : Banc de mesure du décalage Brillouin dans les fibres optiques monomodes

(EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, C (0, X, Y) : coupleurs optiques, Cir1 : circulateur optique, L : longueur de la fibre sous test, CP : contrôleur de polarisation, BOSA : analyseur de spectre optique, PD : photo-détecteur, ASE : analyseur de spectre électrique)

Le signal de battement entre le laser de pompe et l'onde Stokes rétrodiffusée peut être étudié également à l'analyseur de spectre électrique (ASE). Dans le cas de la silice, le détecteur (PD) et l'analyseur de spectre électrique utilisés doivent pouvoir détecter une fréquence supérieure à 11 GHz. Dans cette configuration (représentée en gris sur la figure 2-4), le pic du signal de battement observé à l'analyseur de spectre électrique correspond exactement à la fréquence Brillouin ν_B .

La figure 2-5(a) montre le décalage Brillouin $\nu_B = \nu_P - \nu_S$ obtenue à partir du BOSA. Lorsqu'on augmente sa puissance, le laser de pompe émettant à la longueur d'onde $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$, génère par diffusion Brillouin stimulée, dans une bobine de 25 km de fibre en silice (notons que cette bobine est différente de celle utilisée antérieurement au début de la section), une onde Stokes rétrodiffusée à la longueur d'onde $\lambda_S = 1550,092 \text{ nm}$. Ce qui correspond à un décalage en longueur d'onde de $\lambda_B^{18} = 0,092 \text{ nm}$ soit un décalage $\nu_B = 11,44 \text{ GHz}$ en fréquence. Sur la figure 2-5(b), le signal de battement

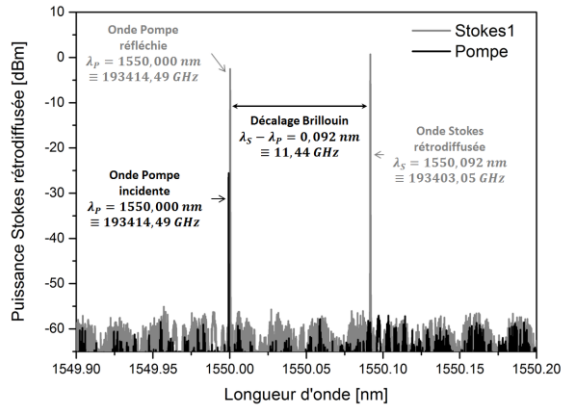
¹⁶ Un atténuateur optique variable sert à contrôler l'intensité du signal optique pour éviter une saturation des appareils récepteurs.

¹⁷ Un contrôleur de polarisation optique permet de modifier l'état de polarisation de la lumière.

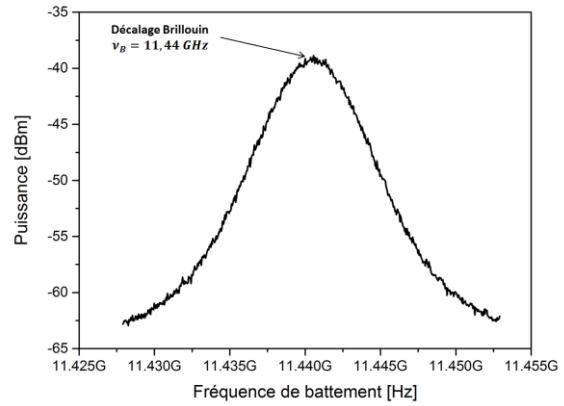
¹⁸ Puisque $\nu = c/\lambda$, la différence de fréquence peut être déterminée par $d\nu = -(c/\lambda^2) d\lambda$. Soulignons que $\lambda_B = \lambda_S - \lambda_P$.

entre l'onde Pompe et l'onde Stokes est observé à la fréquence Brillouin $\nu_B = 11,44 \text{ GHz}$ sur l'ASE. Les deux méthodes donnent le même résultat.

Connaissant la valeur de la fréquence Brillouin ν_B , on peut estimer la vitesse de l'onde acoustique dans cette fibre optique en supposant constant son indice de réfraction ($n = 1,45$). À partir de l'équation 1-40, on déduit $V_A = \frac{\nu_B \lambda_P}{2n} = 6115 \text{ m/s}$, qui correspond aux valeurs trouvées dans la littérature pour la silice.



(a) : La fréquence Brillouin est calculée à partir de la longueur d'onde de Pompe ($\lambda_P = 1550 \text{ nm}$) et Stokes ($\lambda_S = 1550,092 \text{ nm}$) mesurées à l'analyseur de spectre optique



(b) : La fréquence de battement entre l'onde Pompe et l'onde Stokes se forme à la fréquence Brillouin $\nu_B = 11,44 \text{ GHz}$ sur l'analyseur de spectre électrique

2-5 : Décalage Brillouin dans une fibre optique monomode

2.2 Mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes

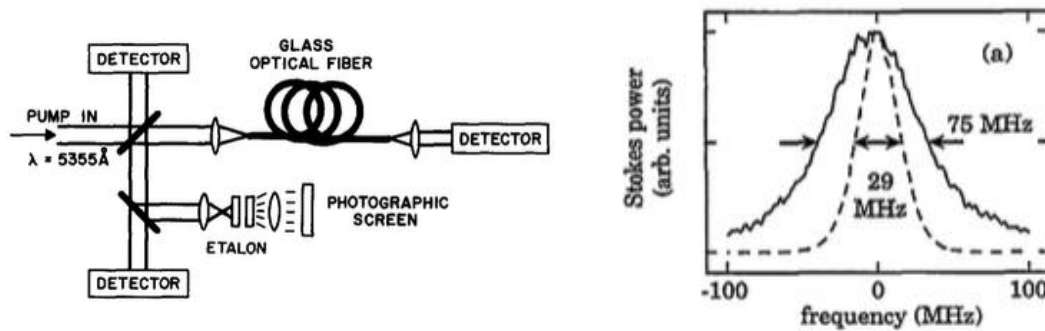
Mesurer la bande de gain Brillouin revient à mesurer la largeur à mi-hauteur du spectre de gain Brillouin. Malheureusement, la résolution de la plupart des analyseurs¹⁹ de spectre optique ne permettent pas de mesurer directement la largeur à mi-hauteur du spectre de gain Brillouin, qui est de l'ordre que quelques dizaines de MHz, selon le matériau.

En 1972, *Ippen et Stolen* [30] mesurent, pour la première fois, la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ (et la fréquence Brillouin ν_B) en utilisant un spectromètre Fabry-Perot. Le banc expérimental est représenté sur la figure 2-6(a). Le signal Stokes rétrodiffusé est simplement envoyé dans un Fabry-Perot d'analyse. Pour un laser impulsif à Xénon opérant à 535,5 nm, ils ont déterminé une bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ de 103 MHz en régime spontané et un décalage Brillouin ν_B de 37 GHz. La résolution²⁰ du Fabry-Perot

¹⁹ Typiquement de quelques Gigahertz (~10 GHz), les analyseurs de spectre optique de haute résolution, comme le BOSA de Aragon Photonics ou l'analyseur de spectre optique AQ6375B de Yokogawa ou l'Ultra high resolution Optical Spectrum Analyzer AP2040 series de APEX Technologies, font respectivement 10 MHz, 5 MHz et 5 MHz.

²⁰ La résolution du Fabry-Perot est obtenue par le rapport de son intervalle spectral libre (distance entre les deux miroirs) par sa finesse (liée à la réflectivité des miroirs).

constitue la limite de cette méthode. Plus tard, en 1991, *Gaeta et Boyd* [48] mesureront avec plus de précision la bande de gain Brillouin en utilisant un spectromètre Fabry-Perot ayant un intervalle spectral libre de 6 GHz et une finesse de plus 1000. Ils montreront alors que la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$, dans 500 m de fibre, évolue en diminuant d'un profil lorentzien pour des faibles puissances de Pompe (75 MHz pour 5,8 mW) vers un profil gaussien pour des puissances plus fortes (29 MHz pour 66 mW) (voir figure 2-6(b)).



(a) : La largeur de raie de l'onde Stokes rétrodiffusée est mesurée grâce à un Fabry-Perot d'analyse [30]

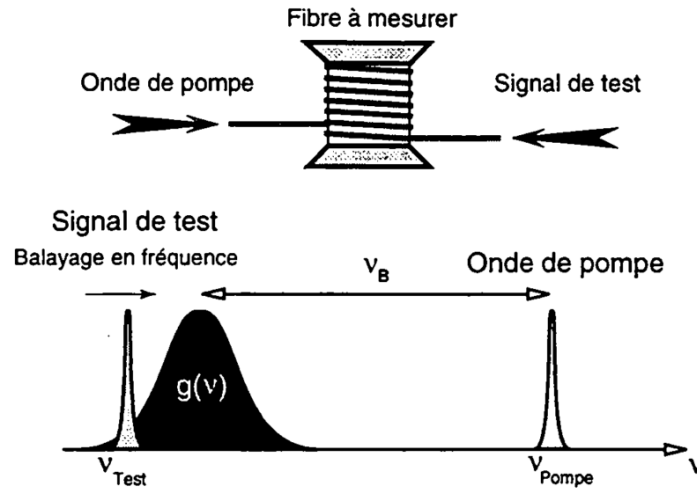
(b) : La bande de gain Brillouin évolue d'une largeur de raie lorentzienne pour des faibles puissances de Pompe à une largeur de raie gaussienne pour des puissances plus fortes [48]

2-6 : Banc de spectrométrie Fabry-Perot de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes

Une deuxième méthode consiste à reconstruire le spectre de la courbe de gain Brillouin $g_B(\omega)$ en faisant un balayage en fréquence autour du spectre de diffusion Brillouin. Le principe de cette technique, développée en 1987 par *Shibata et al.* [141] est représenté sur la figure 2-7. L'idée est d'envoyer une onde Sonde²¹ stable et accordable sous la courbe de gain Brillouin ($g(\nu)$ sur la figure) et de noter sa nouvelle intensité amplifiée par le gain Brillouin en supposant la stabilité de courbe de gain Brillouin.

Cette méthode requiert que les signaux Pompe et Sonde soient très cohérents (largeur de raie inférieure au MHz) et de mettre en œuvre un contrôle de leur fréquence d'émission. Pour s'affranchir des instabilités entre Pompe et Sonde, *Alain Küng et Marc Niklès* [16], [44] propose, en 1997, de séparer le signal d'un même faisceau laser (en utilisant un coupleur) et d'utiliser un modulateur électro-optique dont la fréquence de commande est de l'ordre de la fréquence Brillouin sur la partie Sonde (I_{test}).

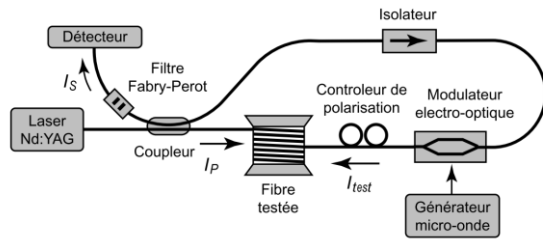
²¹ La Sonde avec un S majuscule désigne un signal généralement faible que l'on vient amplifié grâce à l'effet de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique.



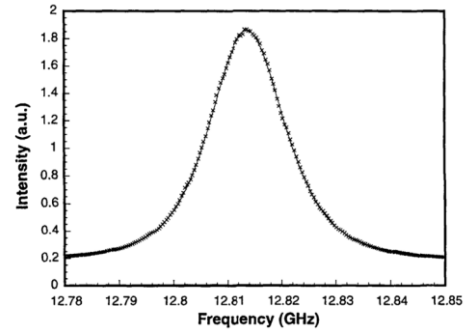
2-7 : Principe de la technique Pompe-Sonde de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes [16]

La courbe de gain Brillouin est construite à partir de l'amplification d'un signal de test ν_{Test} envoyé sous la courbe de gain Brillouin générée par un signal de Pompe ν_{Pompe} séparé de la fréquence Brillouin ν_B

Le schéma du banc expérimental est représenté sur la figure 2-8(a). Le point de fonctionnement du modulateur est fixé (grâce à un régulateur proportionnel-intégrateur) de manière à ce que la porteuse soit totalement supprimée. Un isolateur optique bloque le signal Pompe après son passage dans la fibre testée pour éviter toute interférence au niveau du détecteur. Un contrôleur de polarisation permet d'ajuster les polarisations relatives des signaux Pompe et Sonde afin de maximiser leur intensité. Grâce à un filtre Fabry-Perot placé avant le détecteur, seul le signal Sonde arrive au détecteur. La figure 2-8(b) illustre le résultat d'une mesure réalisée sur 700 m de fibre standard de télécommunication (3% de poids molaire de GeO_2). On peut en déduire la fréquence Brillouin ν_B qui vaut 12,8138 GHz et la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ qui vaut 35,8 MHz. Pour réaliser des mesures de qualité, il faut aussi contrôler l'intensité du signal Sonde. Si l'intensité de la Sonde est trop élevée, l'appauvrissement du signal de Pompe prend des proportions non-négligeables et la courbe de gain mesurée apparaît distordue. Ce qui conduit à une surestimation de la bande de gain Brillouin. Il faut aussi faire attention au conditionnement de la fibre. Des variations de la composition du cœur de la fibre, de la température ou de contraintes sur la fibre produisent généralement des déformations de la courbe de gain Brillouin.



(a) : Description du montage Pompe-Sonde de mesure de la courbe de gain Brillouin d'une fibre optique monomode [44]



(b) : Courbe de gain Brillouin d'une fibre standard télécommunication ($\nu_B = 12,8138 \text{ GHz}$ et $\nu_B = 35,8 \text{ MHz}$)[16]

2-8 : Mesure Pompe-Sonde de la courbe de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes

Ces deux dernières méthodes sont limitées par la résolution du système de détection (Fabry-Perot ou analyseur de spectre optique). Pour mesurer avec plus de précision la bande de gain Brillouin, une technique de détection hétérodyne est alors utilisée. Celle-ci consiste à observer, directement sur un analyseur de spectre électrique, le signal de battement entre l'onde Pompe et l'onde Stokes rétrodiffusée (entre 10 GHz et 13 GHz dans une fibre optique monomode standard en silice). La transformation en signal électrique est réalisée grâce à une photodiode rapide ayant une bande passante supérieure à la fréquence du battement entre l'onde Pompe et l'onde Stokes.

Le champ de l'onde Pompe (E_P à la fréquence ω_P) et Stokes (E_S à la fréquence ω_S) peut s'écrire sous la forme :

$$\tilde{E}_j(t) = \vec{e}_j A_j(t) e^{i(-\omega_j t + \phi_j(t))} + c.c., j \in \{P, S\} \quad 2-1$$

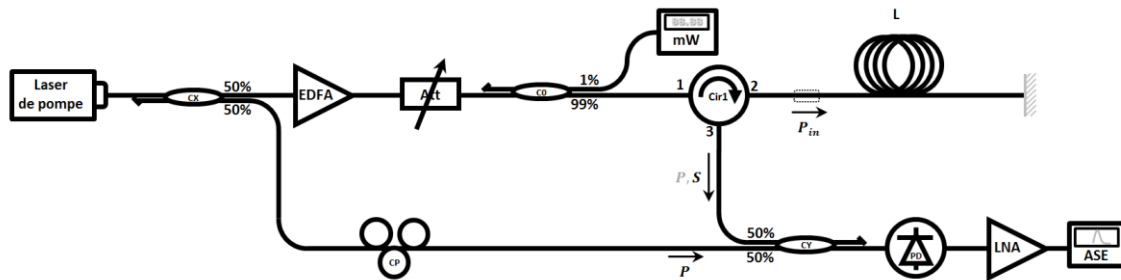
où nous avons introduit le terme $\phi_j(t)$ ($j = P, S$), qui prend en compte le bruit de phase de l'onde j . Le champ total $\tilde{E}_T$ vu par le photo-détecteur est la somme des champs Pompe $\tilde{E}_P$ et Stokes $\tilde{E}_S$. Supposons que ceux-ci aient une amplitude $A_j(t)$ ($j = P, S$) constante et que leurs polarisations soient parfaitement alignées. L'intensité du courant délivré par le détecteur s'écrit :

$$I_{\text{Détect}}(t) \propto \langle A_P^2 + A_S^2 + A_P A_S e^{i(-(\omega_P - \omega_S)t + \phi_P(t) - \phi_S(t))} + c.c. \rangle \quad 2-2$$

Les variations de phases $\phi_P - \phi_S$ seront converties en variations d'intensité autour de la fréquence $(\omega_P - \omega_S)/2\pi = \nu_B$. La transformée de Fourier du signal détecté donne le spectre de puissance du battement. En supposant le laser de pompe (source de référence) monochromatique ($\phi_P \rightarrow 0$), on détermine automatiquement la fréquence Brillouin et la largeur de raie de l'onde Stokes. Autrement dit, le spectre obtenu est proche de celui de l'onde Stokes si la largeur de raie du laser de pompe est très

petite (inférieure au MHz) par rapport à la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$, qui fait une dizaine de MHz en régime stimulé.

Cette technique de battement entre l'onde Pompe et l'onde Stokes a été précédemment utilisée dans la section 2.1 pour déterminer la fréquence Brillouin ν_B (voir figure 2-4). La condition (laser de pompe monochromatique stable et spectralement fin) qui s'ajoute ici permet d'obtenir la largeur de raie de l'onde Stokes. Cette technique de mesure est illustrée par la figure 2-9. Une partie du signal du laser de pompe (collectée grâce au coupleur d'entrée CX) est amplifiée par un amplificateur optique (EDFA) pour générer suffisamment de puissance, nécessaire à la production de la diffusion Brillouin stimulée. Un atténuateur optique variable (Att) et un puissance-mètre optique (mW) permettent de contrôler et mesurer la puissance injectée (P_{in}) à travers les ports 1 et 2 d'un circulateur optique (Cir1) dans la fibre optique sous test de longueur L . L'autre partie du signal du laser de pompe (P) est mélangée au signal Stokes rétrodiffusé (S) qui sort par le port 3 du circulateur, grâce au coupleur de sortie CY. Une photodiode rapide (PD) placée après le coupleur permet de faire le battement entre l'onde Pompe et l'onde Stokes rétrodiffusée. Un contrôleur de polarisation (CP), placé avant le coupleur de sortie permet de maximiser ce signal de battement. Celui-ci est amplifié par un amplificateur électrique à bas-bruit (LNA) lorsque cela est nécessaire avant d'être envoyé à l'analyseur de spectre électrique (ASE).



2-9 : Banc hétérodyne de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes

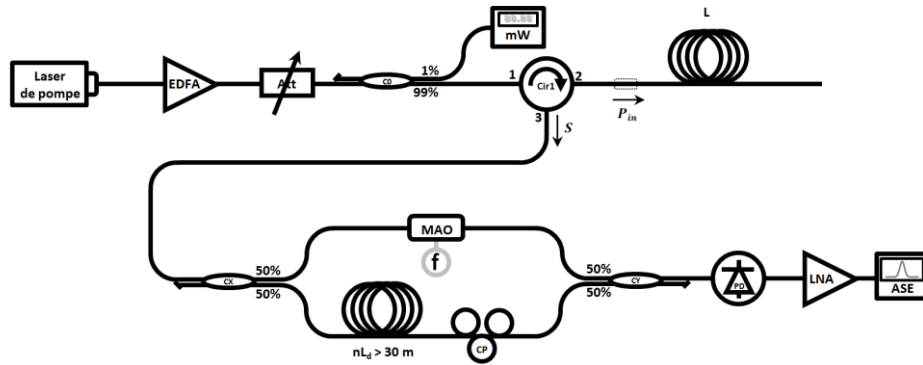
(EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, C (0, X, Y) : coupleurs optiques, Cir1 : circulateur optique, L : longueur de la fibre sous test, CP : contrôleur de polarisation, PD : photo-détecteur, LNA : amplificateur bas-bruit, ASE : analyseur de spectre électrique)

En ajoutant un miroir à la fin de la fibre sous test, il est tout à fait possible de réaliser un battement entre l'onde Pompe réfléchie et l'onde Stokes rétrodiffusée. Grâce à cette technique, Tkach et al [142] a pu déterminer avec précision la fréquence Brillouin ν_B de différents types fibres optiques monomodes pour pouvoir calculer la concentration²² en Germanium de ces fibres. Cette technique est simple, précise et offre l'avantage de pouvoir déterminer du même coup, et la fréquence Brillouin ν_B (la fréquence de

²² L'indice de réfraction de la fibre, donc la fréquence Brillouin change avec la concentration en Germanium dans le cœur de la fibre.

battement des deux ondes) et la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ (la largeur à mi-hauteur du signal détecté). Cependant, rappelons-le, elle requiert un laser de pompe stable et spectralement fin. Sinon, la gigue relative entre le laser de pompe et l'onde Stokes viendra s'ajouter à la largeur de raie de l'onde Stokes étudiée. Un verrouillage du laser de pompe sur l'onde Stokes devient nécessaire lorsque la stabilité relative entre les deux signaux est insuffisante.

C'est pourquoi, pour nos travaux, nous utilisons une autre variante de cette technique qui consiste à faire battre l'onde Stokes, dont on veut mesurer la largeur de raie, avec elle-même. Cette technique appelée auto-hétérodyne²³ se base sur l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder.



2-10 : Banc auto-hétérodyne dé-corrélé de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes

(EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, C (0, X, Y) : coupleurs optiques, Cir1 : circulateur optique, L : longueur de la fibre sous test, L_d : longueur de la fibre de délai, f : fréquence de modulation du modulateur acousto-optique (MAO), CP : contrôleur de polarisation, PD : photo-détecteur, LNA : amplificateur bas-bruit, ASE : analyseur de spectre électrique)

Cette variante auto-hétérodyne est représentée sur la figure 2-10 suivante. Le laser de pompe est amplifié par un amplificateur optique (EDFA) pour produire de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique de longueur L . Un atténuateur optique variable (Att) et un puissance-mètre optique (mW) permettent de contrôler et mesurer la puissance injectée (P_{in}) dans la fibre à travers les ports 1 et 2 d'un circulateur optique (Cir1). Le signal Stokes rétrodiffusé sur le port 3 du circulateur (dont on veut connaître la largeur de raie) est filtré lorsque cela est nécessaire, puis scindé en deux grâce à un coupleur optique d'entrée (CX). Sur l'un des bras de l'interféromètre, le signal traverse un modulateur acousto-optique (MAO). Celui-ci est alimenté par un générateur radio-fréquence délivrant un signal sinusoïdal à la fréquence $f = \omega_m/2\pi$ qui permet de décaler la fréquence de l'onde Stokes (la principale limitation de la détection homodyne (sans décaler la fréquence) est son extrême sensibilité aux bruits basses fréquences, qui

²³ Dans la technique auto-hétérodyne (SHE, en anglais pour self-heterodyne), la fréquence de battement entre les deux bras de l'interféromètre correspond généralement à la fréquence du modulateur placé sur l'un des bras, tandis que dans la technique auto-homodyne (SHO, en anglais pour self-homodyne), cette fréquence de battement est nulle.

viennent souvent s'ajouter au signal à mesurer). Sur l'autre bras, le signal se propage dans une ligne à retard²⁴ de longueur L_d . Il acquiert un temps de retard $\tau_d = nL_d/c$. Les deux signaux sont ensuite recombinaés grâce à un coupleur optique de sortie (CY). Leur battement est alors détecté par une photodiode (PD) puis observé sur un analyseur de spectre électrique (ASE) après avoir été amplifié électriquement par un amplificateur bas-bruit (LNA) si nécessaire. Un contrôleur de polarisation (CP) est placé dans l'interféromètre de Mach-Zehnder afin de maximiser le signal de battement.

L'intensité détectée par la photodiode peut se mettre sous la forme :

$$I_{\text{Détect}}(t) \propto A_S^2 \langle \cos(\omega_m t + \phi_S(t) - \phi_S(t - \tau_d)) \rangle \quad 2-3$$

Elle oscille à la fréquence $\omega_m/2\pi$ de battement des deux signaux qui est introduite par l'acousto-optique.

La transformée de Fourier de cette expression donne accès au spectre de puissance de l'onde optique. Lorsque la phase $\phi_S(t)$ est une variable aléatoire de distribution gaussienne, la densité spectrale de puissance $S_E(\omega)$ du champ en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder est donnée par [143] :

$$S_E(\omega) = 2A_S^2 e^{-\frac{\tau_d}{\tau_c}} \delta(\omega - \omega_m) + \frac{2A_S^2 \tau_c}{\pi(1 - (\omega - \omega_m)^2 \tau_c^2)} \left(1 - e^{-\frac{\tau_d}{\tau_c}} \left[\cos(\omega - \omega_m) \tau_d + \frac{\sin(\omega - \omega_m) \tau_d}{(\omega - \omega_m) \tau_c} \right] \right) \quad 2-4$$

où nous avons introduit la notion de temps de cohérence τ_c du signal étudié (ici $\tau_c = 1/\Delta\nu_B$).

Lorsque $\tau_d \gg \tau_c$, le spectre obtenu a une forme lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur vaut deux fois celle du signal Stokes étudié.

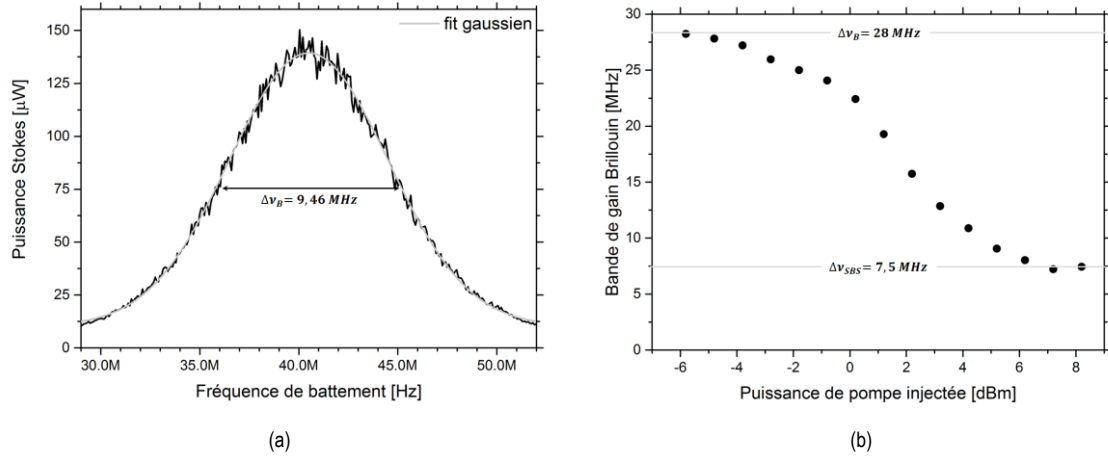
Lorsque $\tau_d \ll \tau_c$, le spectre se réduit à un pic de Dirac (δ) à la pulsation ω_m .

Ainsi pour mesurer la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ qui fait une dizaine de MHz en régime stimulé, le temps de retard (le déséquilibre) de l'interféromètre τ_d doit être supérieur à 100 ns. Ce qui correspond à une longueur optique (nL_d) au moins égale à 30 m (Pour une fibre optique monomode standard en silice, L_d doit être supérieure à 20 m).

Le graphe de la figure 2-11(a) montre la bande de gain Brillouin mesurée pour une bobine de fibre silice standard de 25 km de long lorsque la puissance de pompe injectée vaut 5 dBm. Le modulateur acousto-optique est modulé à 40 MHz et la ligne à retard a une longueur de 675 m, ce qui permet de mesurer avec une résolution de 300 kHz. La largeur de raie du signal Stokes mesure alors 9,46 MHz. Grâce à cette technique de mesure, nous montrons sur la figure 2-11(b) que la bande de gain Brillouin dans cette fibre optique en silice standard évolue de $\Delta\nu_B = 28 \text{ MHz}$ en régime spontané à $\Delta\nu_{BS} = 7,5 \text{ MHz}$ en régime stimulé. Il est alors possible de déterminer le coefficient d'amortissement $\Gamma_B = 2\pi\Delta\nu_B \approx$

²⁴ La longueur de cette ligne à retard déterminera entre autre la résolution ($Rés = c/nL_d$) du système de mesure. Plus longue est cette ligne, plus résolu est le système.

175 MHz de l'onde acoustique dans cette fibre puis le temps de vie $\tau_B = 1/\Gamma_B \approx 5$ ns des phonons acoustiques.



2-11 : Bande de gain Brillouin en régime stimulé dans 25 km de fibre optique monomode standard

(Le décalage vers les hautes fréquences est assuré par un modulateur acousto-optique (MAO) dont la fréquence de modulation vaut $f=40$ MHz. Le déséquilibre de l'interféromètre est apporté par une bobine de fibre silice standard de longueur $L=675$ m, ce qui permet de mesurer avec une résolution $Rés=c/nL_d=300$ kHz.)

Le coefficient de gain Brillouin g_B , calculé à partir de l'équation 1-87 donne $g_B = 2,8 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ (pour $n = 1,45$, $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$, $\Delta\nu_B = 28 \text{ MHz}$ et $V_A = 6030 \text{ m/s}$). Pour ce calcul, nous avons considéré des valeurs typiques de n , de ρ_0 et de p_{12} pour une fibre standard en silice. Ces valeurs n'étant pas toujours accessibles, nous montrons, dans la section 2.3 suivante, d'autres techniques permettant de trouver le coefficient de gain Brillouin g_B à partir de mesures directes effectuées.

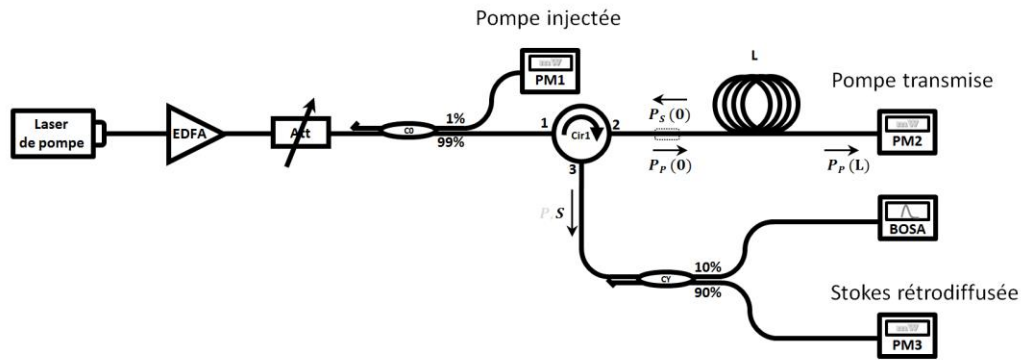
2.3 Mesure du coefficient de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes

Pour calculer le coefficient de gain Brillouin g_B dans une fibre optique monomode ; on peut mesurer la puissance de seuil Brillouin P_{th} et appliquer l'équation 1-112 ou on peut mesurer le gain Brillouin G et appliquer l'équation 1-101.

Pour appliquer l'équation 1-112, que nous rappelons ici :

$$P_{th} \cong G_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \quad 2-5$$

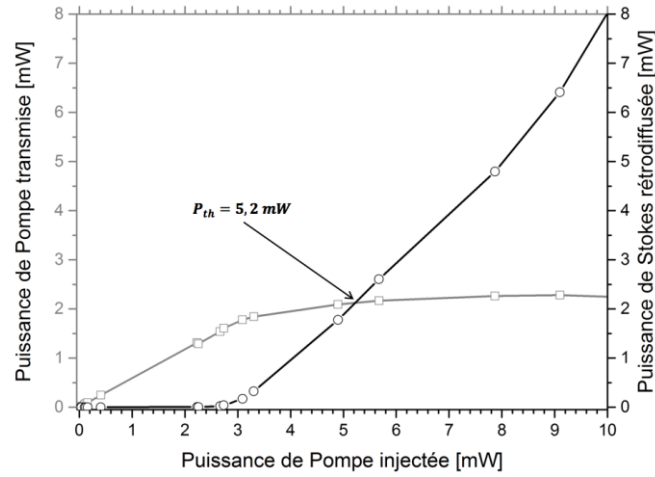
il faut connaître la valeur de la puissance de seuil Brillouin P_{th} . Pour trouver celle-ci, on mesure les puissances de Pompe injectée, transmise et de Stokes rétrodiffusée (on rappelle que la puissance de seuil Brillouin P_{th} est la puissance de Pompe injectée $P_P(0)$ pour laquelle la puissance de Stokes rétrodiffusée $P_S(0)$ égale la puissance de Pompe transmise ($P_P(L)$)). Pour ce faire, on monte le banc expérimental de la figure 2-12 :



2-12 : Banc de mesure de la puissance de seuil Brillouin dans les fibres optiques monomodes

(EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, C (0, Y) : coupleurs optiques, Cir1 : circulateur optique, L : longueur de la fibre sous test, BOSA : analyseur de spectre optique, PM (1, 2, 3) : puissance-mètre)

Le laser de pompe est amplifié grâce à un amplificateur à fibre optique dopée Erbium (EDFA) pour produire de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre optique de longueur L . Un atténuateur optique variable (Att) et un puissance-mètre optique (PM1) permettent de contrôler et mesurer la puissance de Pompe injectée ($P_P(0)$) dans la fibre sous test à travers les ports 1 et 2 d'un circulateur optique (Cir1). La puissance de Pompe transmise est mesurée grâce au puissance-mètre optique (PM2) placée à la fin de la fibre et celle de l'onde Stokes rétrodiffusée est mesurée grâce au puissance-mètre optique (PM3) placée à la sortie du port 3 du circulateur optique. Une partie (10%) du signal Stokes rétrodiffusée est collectée grâce au coupleur CY pour être observée au BOSA (ce qui permet d'avoir une idée de la position du seuil).



2-13 : Puissance de Pompe transmise et de Stokes rétrodiffusée en fonction de la puissance de Pompe injectée dans une fibre optique monomode en silice standard SMF28 de 25 km

La puissance de seuil Brillouin P_{th} est la puissance de Pompe injectée pour laquelle la puissance de Pompe transmise (en gris) égale la puissance de Stokes rétrodiffusée (en noir)

La puissance de Pompe transmise ($P_P(L)$) et la puissance de Stokes rétrodiffusée ($P_S(0)$) sont tracées en fonction de la puissance de Pompe injectée (PM1) (figure 2-13). La puissance de seuil Brillouin P_{th} vaut alors $P_{th} = 5,2 \text{ mW}$. On en déduit le coefficient de gain Brillouin $g_B = 2,85 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ pour cette fibre en utilisant l'équation 1-112. Les paramètres utilisés pour ce calcul sont donnés dans le tableau 2-2 suivant :

Silice SMF28			Commentaires
A_{eff}	$[\mu\text{m}^2]$	78	valeur typique considérée
α	$[\text{dB/m}]$	0,2	valeur typique considérée
L_{eff}	$[\text{m}]$	14848	a été calculée (équation 1-93)
ν_B	$[\text{GHz}]$	11,44	a été mesurée
$\Delta\nu_B$	$[\text{MHz}]$	28	a été mesurée
λ_p	$[\text{nm}]$	1550	a été mesurée
η_p	$[\text{]}$	2/3	valeur typique considérée
G_{th}	$[\text{]}$	19	valeur calculée pour $\mu=1$
g_B	$[\text{m/W}]$	$\frac{1}{P_{th}} \frac{G_{th} A_{eff}}{\eta_p L_{eff}} = 2,85 \cdot 10^{-11}$	à partir de l'équation 1-112

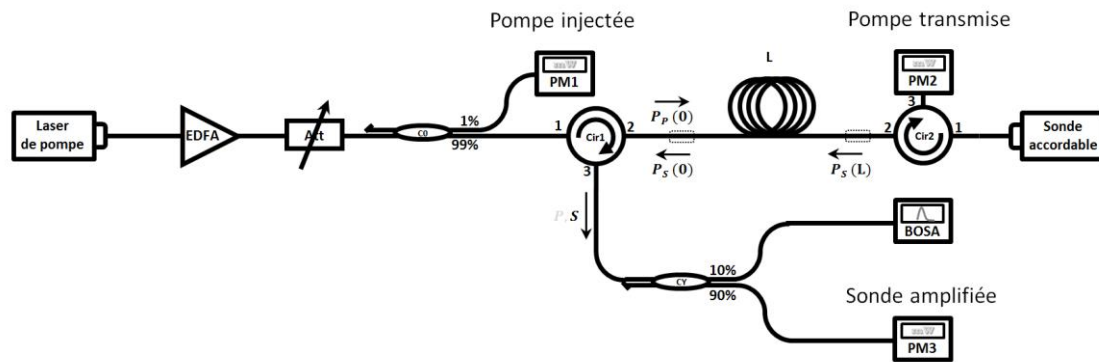
2-2 : Paramètres pour le calcul du coefficient de gain Brillouin connaissant P_{th}

Pour appliquer l'équation 1-101, que nous rappelons aussi ici :

$$G = \frac{P_S(0)}{P_S(L)} = e^{\left(\eta_p g_B(\omega) \frac{P_P(0)}{A_{eff}} L_{eff} - \alpha L\right)} \quad 2-6$$

il faut connaître le gain Brillouin G dans la fibre sous test. Pour cette deuxième option, on monte un banc expérimental Pompe-Sonde (voir figure 2-14), en configuration amplificateur Brillouin.

Le coefficient de gain Brillouin g_B correspondant au maximum de la courbe de gain Brillouin ; pour le déterminer avec précision, la Sonde doit être stable et accordable en fréquence. La fréquence de la « Sonde accordable » de la figure 2-14 est décalée de la fréquence Brillouin ν_B ($\lambda_B = 0,092 \text{ nm}$) par rapport à la fréquence ν_P du « laser de pompe » ($\lambda_P = 1550 \text{ nm}$) de telle sorte qu'elle soit à la même fréquence ν_S que l'onde Stokes rétrodiffusée ($\lambda_{\text{sonde}} = \lambda_S = \lambda_P + \lambda_B$) et soit amplifiée avec le processus de diffusion Brillouin.



2-14 : Banc Pompe-Sonde de mesure du gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes

(EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, C (0, Y) : coupleurs optiques, Cir (1, 2) : circulateurs optiques, L : longueur de la fibre sous test, BOSA : analyseur de spectre optique, PM (1, 2, 3) : puissance-mètre)

Le laser de pompe est amplifié grâce à un amplificateur à fibre optique dopée Erbium (EDFA) pour produire de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre optique de longueur L . Un atténuateur optique variable (Att) et un puissance-mètre optique (PM1) permettent de contrôler et mesurer la puissance de Pompe injectée ($P_P(0)$) dans la fibre sous test à travers les ports 1 et 2 d'un circulateur optique d'entrée (Cir1). La puissance de Pompe transmise peut être mesurée grâce au puissance-mètre optique (PM2) placée sur le port 3 d'un circulateur optique de sortie (Cir2) à la fin de la fibre. Ce dernier sert surtout d'isolateur pour éviter que le signal du laser de pompe transmis entre dans le laser sonde. La puissance d'entrée ($P_S(L)$) exacte de l'amplificateur Brillouin est calculée à partir de la puissance de la « Sonde accordable » (en prenant en compte les pertes (Cir2, connecteurs, soudures, ...) jusqu'à la fibre). La puissance de sortie ($P_S(0)$) exacte est calculée à partir de la puissance de la « Sonde amplifiée » mesurée par le puissance-mètre optique (PM3) placée à la sortie du port 3 du circulateur optique Cir1. Une partie (10%) du signal Stokes est collectée grâce au coupleur CY pour être observée au BOSA. Il est important de considérer les différentes pertes vues par la « Sonde amplifiée » (Cir1, CY, connecteurs, soudures, ...) pour le calcul de ($P_S(0)$).

Silice SMF28			Commentaires
A_{eff}	[μm^2]	78	valeur typique considérée
α	[dB/m]	0,2	valeur typique considérée
L_{eff}	[m]	14848	a été calculée (équation 1-93)
ν_B	[GHz]	11,44	a été mesurée
$\Delta\nu_B$	[MHz]	28	a été mesurée
λ_p	[nm]	1550	a été mesurée
η_p	[]	2/3	valeur typique considérée
$P_0(0)$	[mW]	1,5	a été mesurée
$P_S(0)$	[mW]	6	a été mesurée
$P_S(L)$	[mW]	75.10^{-3}	a été mesurée
g_B	[m/W]	$\left(\ln \frac{P_S(0)}{P_S(L)} + \alpha L\right) \frac{1}{P_0(0)} \frac{A_{eff}}{\eta_p L_{eff}} = 2,9.10^{-11}$ à partir de l'équation 1-101	

2-3 : Paramètres pour le calcul du coefficient de gain Brillouin connaissant g

Pour cette technique, il n'est pas nécessaire d'avoir une forte puissance de sonde ($P_S(L)$). Il est même préférable de rester en dessous du milliwatt, pour éviter la saturation de l'amplificateur Brillouin. De même, la puissance de pompe injectée ($P_P(0)$) peut être inférieure à la puissance de seuil Brillouin P_{th} .

2.4 Conclusion

Pour dimensionner correctement le laser Brillouin à fibre optique; il est nécessaire de bien caractériser la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre à utiliser.

Le décalage Brillouin ν_B entre l'onde Pompe et l'onde Stokes peut être déduit (figure 2-4) directement à l'analyseur de spectre optique à partir de la détermination de la fréquence des ondes Pompe et Stokes. Sinon, à l'analyseur de spectre électrique, il correspond à la fréquence de battement des deux ondes, donnée par un photo-détecteur.

Lorsque le laser de pompe est suffisamment stable et fin spectralement, la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ correspond à la largeur à mi-hauteur du signal de battement avec l'onde Stokes générée. On peut faire aussi une détection auto-hétérodyne dé-corrélée du signal Stokes (figure 2-10). Une autre technique consiste à reconstruire la courbe de gain Brillouin en injectant, à l'autre extrémité de la fibre sous-test, une « Sonde accordable » qui fait un balayage en fréquence (figure 2-7). La bande de gain Brillouin est la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Brillouin.

Grace à cette technique, on retrouve aussi le coefficient de gain Brillouin g_B qui est déterminé pour la fréquence de l'onde Stokes, c'est-à-dire au maximum de la courbe de gain Brillouin. Plus généralement, le coefficient de gain Brillouin peut être déduit (équation 1-118) à partir de la mesure de la puissance de seuil

Brillouin P_{th} . Nous rappelons que celle-ci correspond à la puissance de Pompe incidente pour laquelle la puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée vaut une fraction μ de cette puissance ($P_S(0) = \mu P_P(0)$).

Les techniques décrites dans cette section sont également valables pour caractériser les fibres optiques spéciales (hautement non-linéaires ou microstructurées). Dans les fibres optiques faiblement multimodes, la difficulté réside davantage dans la sélection du mode à étudier tout en minimisant les pertes de couplage.

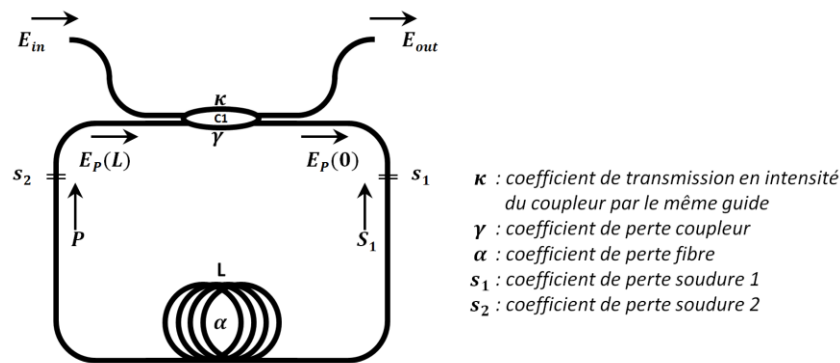
Chapitre 3

Caractérisation des propriétés statiques du laser Brillouin à fibre optique en anneau

3 Caractérisation des propriétés statiques du laser Brillouin à fibre optique en anneau

Comme on a pu le voir dans la section 1.5.3 du chapitre précédent sur les applications de la diffusion Brillouin stimulée, les lasers Brillouin à fibre optique peuvent être composés d'un résonateur Fabry-Perot ou en anneau, comme celui étudié historiquement par *Hill* en 1976 [104], [144].

Dans les sections suivantes, nous nous intéressons à la modélisation de la puissance de seuil du laser Brillouin en cavité à fibre optique en anneau en pompage résonant. Les grandes lignes de cette modélisation (initialement de *K. Toyama* [145]) sont extraites de la thèse de *A. Küng* [16].



3-1 : Pertes dans la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

(C1 : coupleur variable, $E_P(0)$: champs de pompe circulant dans la cavité à l'entrée de la fibre, $E_P(L)$: champs de pompe circulant dans la cavité à la sortie de la fibre, L : longueur de fibre de l'anneau)

Le laser Brillouin étudié est constitué exclusivement d'éléments à maintien de polarisation. Le coefficient d'efficacité de mélange en polarisation η_p du gain Brillouin vaut alors 1 et la puissance de seuil Brillouin (équation 1-112) devient plus faible (2/3 fois) que si la fibre utilisée était sensible à la polarisation (comme la fibre silice standard SMF28).

Comme on le montre sur la figure 3-1, la cavité laser Brillouin en anneau est constituée d'une bobine de fibre optique de longueur L bouclée sur elle-même grâce à un coupleur variable (C1) que l'on considère comme ponctuel, directionnel et réciproque. Deux soudures (s_1 et s_2) fixent les deux extrémités de la fibre aux deux bras du coupleur. Les ondes Pompe (P) et Stokes (S_1) sont clairement identifiables puisque l'une se propage toujours dans le sens opposé de l'autre. Les éléments de l'anneau étant tous à maintien de polarisation, nous pouvons considérer que seule l'amplitude du champ électromagnétique est modifiée par les pertes de la cavité (dans la fibre (α), le coupleur (γ) et les soudures (s)).

Les champs E_{in} , $E_P(L)$ et E_{out} , $E_P(0)$ désignent respectivement les champs à l'entrée et à la sortie du coupleur. La condition de conservation de l'énergie dans le coupleur impose que les ondes sortant du coupleur soient en quadrature (d'où une partie imaginaire). Ils sont, par conséquent, reliés entre eux par la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ E_P(0) \end{pmatrix} = \sqrt{1-\gamma} \begin{bmatrix} \sqrt{\kappa} & i\sqrt{1-\kappa} \\ i\sqrt{1-\kappa} & \sqrt{\kappa} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{in} \\ E_P(L) \end{pmatrix} \quad 3-1$$

que l'on réécrit encore :

$$E_{out} = \sqrt{1-\gamma} (\sqrt{\kappa} E_{in} + i\sqrt{1-\kappa} E_P(L)) \quad 3-2$$

$$E_P(0) = \sqrt{1-\gamma} (i\sqrt{1-\kappa} E_{in} + \sqrt{\kappa} E_P(L)) \quad 3-3$$

où :

- γ représente le coefficient de pertes en intensité du coupleur ($(1-\gamma)$ correspond donc au coefficient de transmission en intensité du coupleur) ;
- κ représente la fraction de l'intensité transmise par le même guide ($(1-\kappa)$ correspond donc au taux de couplage en intensité du coupleur).

La propagation de l'onde optique dans la fibre est régie par la relation :

$$E_P(L) = \sqrt{1-s} e^{-\frac{1}{2}\alpha L} e^{-i\beta L} E_P(0) \quad 3-4$$

où :

- s représente le coefficient de perte ponctuelle en intensité dû aux soudures de l'anneau ;
- α est le coefficient de perte linéique (en m^{-1}) en intensité le long de l'anneau de longueur L ;
- β est la constante de propagation de l'onde optique guidée.

Notons κ_r , le coefficient de transmission en intensité sur un tour complet de l'anneau ; $(1-\kappa_r)$ correspond donc au coefficient de pertes en intensité sur un tour de cavité. Il est obtenu simplement par la relation :

$$\kappa_r = (1-\gamma)(1-s)e^{-\alpha L} \quad 3-5$$

En écrivant E_{out} en fonction de E_{in} , on retrouve la fonction de transfert de l'anneau qui s'exprime :

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \sqrt{1-\gamma} \left(\frac{\sqrt{\kappa} - \sqrt{\kappa_r} e^{-i\beta L}}{1 - \sqrt{\kappa} \kappa_r e^{-i\beta L}} \right) \quad 3-6$$

En termes d'intensité, elle s'écrit :

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \left| \frac{E_{out}}{E_{in}} \right|^2 = (1 - \gamma) \left(\frac{\kappa + \kappa_r - 2\sqrt{\kappa \kappa_r} \cos(\beta L)}{1 + \kappa \kappa_r - 2\sqrt{\kappa \kappa_r} \cos(\beta L)} \right) \quad 3-7$$

Sous condition de résonance ($\cos(\beta L) = 1$) ; l'intensité normalisée transmise par le résonateur en anneau s'exprime :

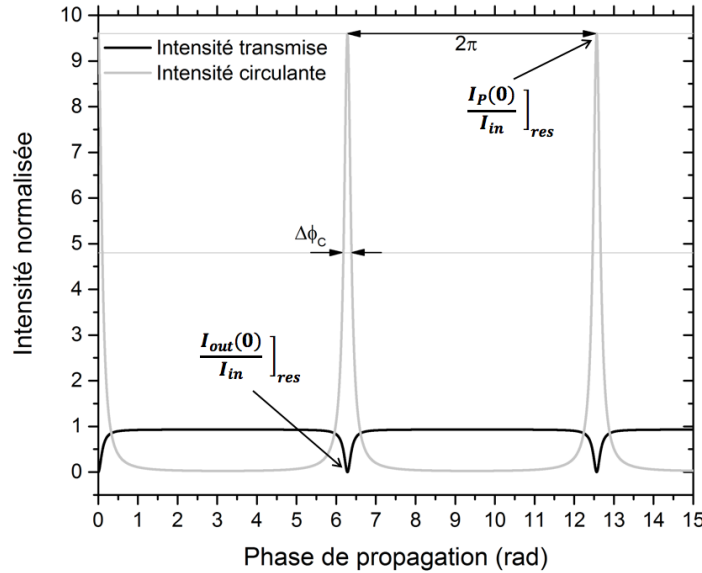
$$\left. \frac{I_{out}}{I_{in}} \right|_{res} = (1 - \gamma) \frac{(\sqrt{\kappa} - \sqrt{\kappa_r})^2}{(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r})^2} \quad 3-8$$

On exprime aussi $E_P(0)$ en fonction de E_{in} . Ce qui nous permet de retrouver le taux de l'intensité de Pompe incidente qui circule dans l'anneau. Soit :

$$\frac{E_P(0)}{E_{in}} = \sqrt{1 - \gamma} \left(\frac{i \sqrt{1 - \kappa}}{1 - \sqrt{\kappa \kappa_r} e^{-i\beta L}} \right) \quad 3-9$$

Puis, en termes d'intensité :

$$\frac{I_P(0)}{I_{in}} = \left| \frac{E_P(0)}{E_{in}} \right|^2 = \frac{(1 - \gamma)(1 - \kappa)}{1 + \kappa \kappa_r - 2\sqrt{\kappa \kappa_r} \cos(\beta L)} \quad 3-10$$



3-2 : Intensité transmise et Intensité circulante normalisées dans la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant en fonction de βL

Les courbes sont obtenues pour $\gamma = 0,2$ dB et $\kappa = \kappa_r = 0,945$. $\Delta\phi_r$: largeur à mi-hauteur de la résonance en termes de phase.

Sous condition de résonance ($\cos(\beta L) = 1$) ; l'intensité normalisée circulant dans le résonateur en anneau s'écrit :

$$\left. \frac{I_P(0)}{I_{in}} \right|_{res} = \frac{(1 - \gamma)(1 - \kappa)}{(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r})^2} \quad 3-11$$

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3-2 ; hors résonance, la transmission de l'anneau (en noir) est presque totale et l'intensité circulant dans le résonateur (en gris) est faible. À l'inverse, sous condition de résonance ($\cos(\beta L) = 1$ c'est-à-dire lorsque βL est un multiple entier de 2π), l'intensité transmise diminue et l'intensité circulante augmente pour atteindre respectivement un minimum et un maximum. En forçant la résonance, les champs interfèrent constructivement. La concentration d'énergie circulant à l'intérieur de l'anneau permet alors d'atteindre le seuil des effets non-linéaires pour de faibles puissances incidentes.

L'intensité circulant (équation 3-11) dans la cavité est maximale lorsque $\kappa = \kappa_r$. Sous cette condition que l'on appelle le couplage critique, le champ extrait de la cavité interfère destructivement avec le champ d'entrée transmis par le coupleur. Leur amplitude étant égale, l'intensité transmise est nulle. Ce point de fonctionnement ($\kappa = \kappa_r$) permet de définir deux régimes de fonctionnement pour le résonateur Brillouin en anneau. On dira qu'il est en régime sous-tendu lorsque $\kappa < \kappa_r$ et en régime sur-tendu lorsque $\kappa > \kappa_r$.

Pour rendre compte de la qualité de la cavité laser Brillouin, il est important de connaître sa finesse. D'une manière générale, la finesse d'un résonateur correspond au rapport entre l'intervalle spectral libre de la cavité ($ISL_r = c/nL$) c'est-à-dire l'espacement entre deux résonances et la largeur à mi-hauteur ($\Delta\nu_r$) des résonances. Elle est exprimée par la relation :

$$Finesse = \frac{ISL_r}{\Delta\nu_r} = \frac{2\pi}{\Delta\phi_r} \quad 3-12$$

où $\Delta\phi_r$, représente la largeur à mi-hauteur des résonances mesurée en termes de phase.

Considérons l'équation 3-10 de l'intensité normalisée circulant dans l'anneau. On peut la réécrire sous la forme :

$$\frac{I_P(\beta L)}{I_{in}} = \frac{(1 - \gamma)(1 - \kappa)}{(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r})^2 + 4\sqrt{\kappa \kappa_r} \sin^2(\frac{\beta L}{2})} \quad 3-13$$

La demi-largeur de la résonance ($\frac{\Delta\phi_r}{2}$) satisfait la relation :

$$\frac{(1-\gamma)(1-\kappa)}{(1-\sqrt{\kappa\kappa_r})^2 + 4\sqrt{\kappa\kappa_r}\sin^2(\frac{\Delta\phi_r}{4})} = \frac{1}{2} \frac{(1-\gamma)(1-\kappa)}{(1-\sqrt{\kappa\kappa_r})^2} \quad 3-14$$

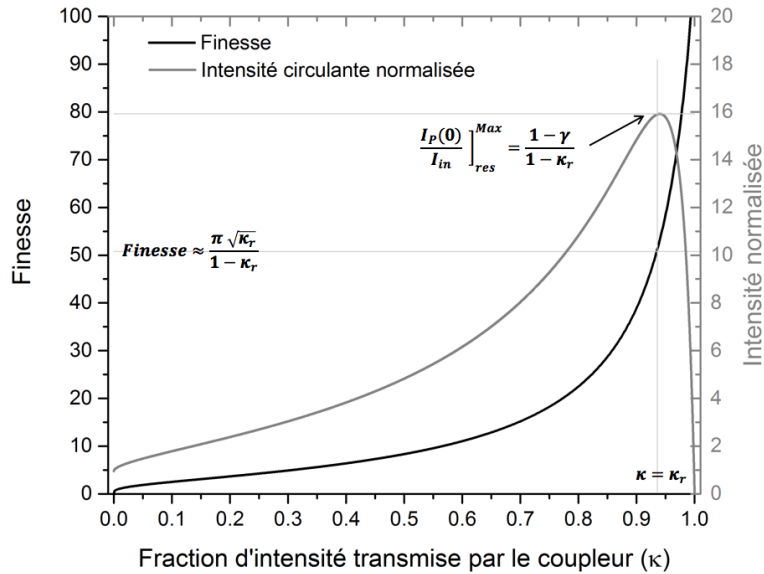
On en extrait la largeur à mi-hauteur $\Delta\phi_r$:

$$\Delta\phi_r = 4 \text{ArcSin}\left(\frac{1-\sqrt{\kappa\kappa_r}}{2\sqrt[4]{\kappa\kappa_r}}\right) \approx \frac{2(1-\sqrt{\kappa\kappa_r})}{\sqrt[4]{\kappa\kappa_r}} \quad 3-15$$

que l'on remplace dans l'équation 3-12, qui devient :

$$\text{Finesse} \approx \frac{2\pi}{\frac{2(1-\sqrt{\kappa\kappa_r})}{\sqrt[4]{\kappa\kappa_r}}} = \frac{\pi\sqrt[4]{\kappa\kappa_r}}{(1-\sqrt{\kappa\kappa_r})} \quad 3-16$$

L'expression de la finesse de la cavité montre que la qualité du laser Brillouin à fibre dépend des paramètres κ (coefficient de couplage en intensité du coupleur dans le même guide) et κ_r (coefficient de transmission en intensité sur un tour de cavité). On peut estimer κ_r lors du choix des éléments de l'anneau. Le coefficient de perte linéique en intensité α dans une fibre en silice vaut 0,2 dB/km à 1550 nm. En supposant des pertes faibles dans le coupleur ($\gamma \approx -0,2 \text{ dB}$) et des bonnes soudures ($s \approx -2 * 0,02 \text{ dB}$), on peut atteindre un coefficient de transmission en intensité de 0,945 (calculé à partir de l'équation 3-5) sur un tour de cavité dans un anneau de 20 m de longueur. Sur la figure 3-3, nous montrons l'évolution de l'intensité circulante normalisée (en gris) et de la finesse de la cavité (en noir) en fonction de κ lorsque $\kappa_r = 0,945$.



3-3 : Intensité circulante et finesse de la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant en fonction de la fraction κ d'intensité transmise par le coupleur

Notons que la finesse de la cavité laser Brillouin en anneau à fibre optique en pompage résonant est d'autant plus élevée que la cavité est sur-tendue ($\kappa > \kappa_r$). Sous condition de couplage critique (c'est-à-dire lorsque $\kappa = \kappa_r$), on a les relations suivantes :

$$\left. \frac{I_{out}}{I_{in}} \right]_{res} = 0 \quad 3-17$$

$$\left. \frac{I_P(0)}{I_{in}} \right]_{res} = \frac{1 - \gamma}{1 - \kappa_r} \quad 3-18$$

$$Finesse \approx \frac{\pi \sqrt{\kappa_r}}{1 - \kappa_r} \quad 3-19$$

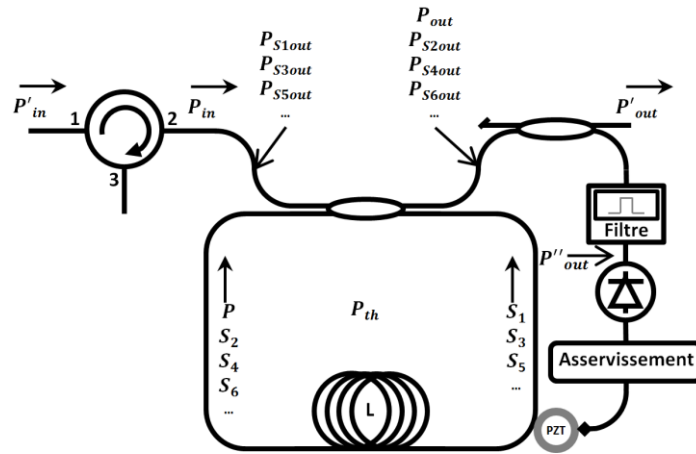
Ainsi, pour le cas réaliste de la figure 3-3 ($\kappa_r = 0,945$), l'intensité de Pompe transmise (I_{out}) est nulle alors que l'intensité circulant ($I_P(0)$) dans l'anneau est 16 fois plus élevée que l'intensité de Pompe incidente (I_{in}). La finesse de la cavité vaut alors 50.

3.1 Puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

Comme nous venons de le voir, l'intensité circulant dans le résonateur en anneau du laser à fibre Brillouin a un comportement périodique en fonction de la fréquence (phase). Elle passe par un maximum à chaque fois que $\cos(\beta L) = 1$, autrement dit à chaque fois que βL est un multiple entier de 2π ou encore que L est un multiple entier de la longueur d'onde λ_P de la Pompe. Presque toute l'intensité incidente est transférée dans l'anneau qui est alors en résonance. Grâce à un asservissement électronique, une des résonances de l'anneau peut être verrouillée sur la fréquence ν_P de la Pompe (choisir préférablement $\Delta\nu_P < \Delta\nu_r$). Ce qui contribuera à réduire la puissance de seuil du laser Brillouin à fibre.

La configuration expérimentale du laser Brillouin en anneau à fibre optique étudié est représentée sur la figure 3-4. La Pompe est injectée dans la cavité par le port 2 du circulateur optique et l'onde Stokes rétrodiffusée est recueillie sur le port 3.

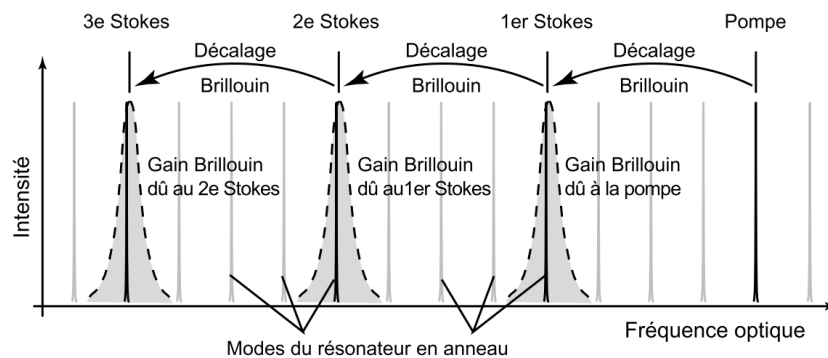
Une petite partie (1%) de la puissance de Pompe transmise (P_{out}) est collectée par un coupleur puis isolée du signal Stokes par un filtre optique ayant une bande passante inférieure à la fréquence Brillouin ($\nu_B = \nu_P - \nu_S$) (pour s'assurer de sélectionner que la fréquence ν_P de la Pompe). Ce signal filtré est converti en électrique par une photodiode pour être asservi sur la fréquence de la Pompe au moyen d'un transducteur piézo-électrique (PZT) qui permet de changer la longueur de la cavité et par conséquent, de faire bouger la fonction d'Airy.



3-4 : Principe d'observation des différentes ondes dans le laser Brillouin à fibre en anneau en pompage résonant

(P_{th} : puissance de seuil Brillouin dans l'anneau, L : longueur de l'anneau, PZT : transducteur piézo-électrique, P_{Sjout} ($j=1, 2, 3, \dots$) : puissance du laser Brillouin d'ordre j)

Dans cette section, nous donnerons les expressions permettant de calculer la puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau sous condition de résonance pour un ordre N donné. Comme il est illustré sur la figure 3-5, l'onde Pompe (que nous notons abusivement S_0) génère l'onde Stokes d'ordre 1 (S_1), qui elle-même génère l'onde Stokes d'ordre 2 (S_2), qui elle-même génère l'onde Stokes d'ordre 3 (S_3), etc. Cependant, comme nous pouvons le voir sur la figure 3-4, les ondes Stokes d'ordres impairs ($S_1, S_3, S_5, \dots$) circulent dans le même sens et toujours à l'opposé des ondes Stokes d'ordres pairs ($S_0, S_2, S_4, S_6, \dots$). Nous montrons dans la section 3.1.3 que les puissances des ondes Stokes d'ordres impairs comme celles des ondes Stokes d'ordres pairs sont reliées entre elles par une relation de récurrence.



3-5 : Position en fréquence des ondes Stokes générées dans le résonateur Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant [16]

Le gain Brillouin net sur un tour de l'anneau est donné par la relation 1-107 :

$$\mathcal{G}(L) = e^{\left(g_B P_P(0) \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} \quad 3-20$$

où $P_P(0)$ est la puissance de Pompe à l'entrée de la fibre constituant l'anneau, L_{eff} est la longueur effective de l'anneau, A_{eff} est l'aire effective du mode fondamental dans la fibre et g_B est le gain Brillouin linéique moyen englobant l'influence de la position en fréquence de l'onde Stokes sous la courbe de gain Brillouin (ainsi que l'influence du coefficient de recouvrement en polarisation).

La puissance critique (P_{th}) d'onde Pompe circulant dans l'anneau nécessaire pour avoir un effet laser d'une onde Stokes circulant en sens inverse est atteinte lorsque le gain Brillouin de cette onde Stokes compense exactement toutes les pertes optiques sur un tour de l'anneau. Soit :

$$\frac{1}{\kappa \kappa_r} = e^{\left(g_B P_{th} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} \quad 3-21$$

Ou encore :

$$P_{th} = \ln\left(\frac{1}{\kappa \kappa_r}\right) \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad 3-22$$

Comme presque toute l'onde Pompe est réinjectée dans le résonateur, cette puissance critique P_{th} est plus faible que la puissance de seuil Brillouin P_{SBST} déterminée pour la même longueur de fibre. Le facteur g_{th} de la puissance de seuil Brillouin (équation 1-112) passerait de 19 (dans une fibre silice standard) à une valeur comprise entre 0,1 et 1 selon la valeur du taux de réinjection R défini par :

$$R = \kappa \kappa_r \quad 3-23$$

Pour ce modèle en intensité, nous considérons que toutes les ondes Stokes circulant dans la cavité subissent le même gain Brillouin. On ne prend pas non plus en compte les éventuelles réflexions (Rayleigh, mauvaises soudures, connecteurs mal ajustés, ...) des signaux (de Pompe et de Stokes) dans la cavité [16], [145].

3.1.1 Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 1

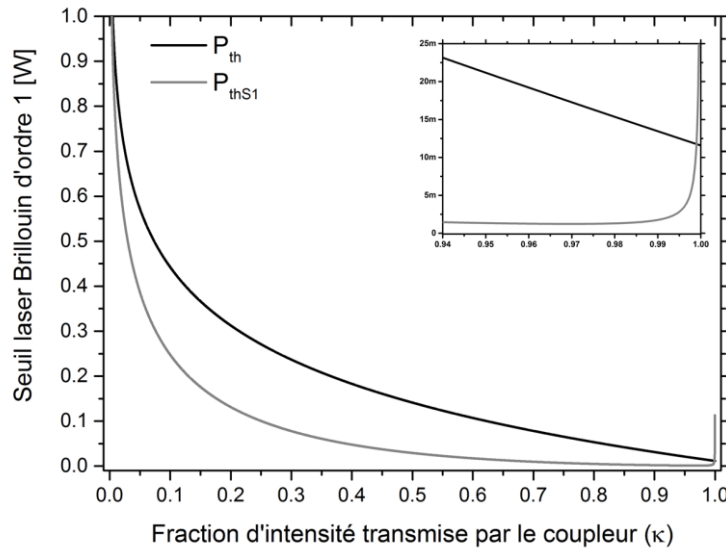
L'équation 3-22 peut se réécrire sous la forme :

$$P_{th} = -\ln(\kappa \kappa_r) \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad 3-24$$

Au seuil laser, cette puissance P_{th} correspond à la puissance de Pompe circulant dans la cavité ($P_P(0) = P_{th}$) nécessaire pour compenser toutes les pertes subies par l'onde Stokes d'ordre 1. Pour trouver la puissance de seuil du laser Brillouin d'ordre 1, il faut trouver la puissance de Pompe injectée ($P_{in} = P_{thS1}$) correspondante. Grâce à l'équation 3-11, décrivant l'intensité normalisée circulant dans le résonateur, nous pouvons écrire :

$$P_{thS1} = P_{th} \frac{(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r})^2}{(1 - \gamma)(1 - \kappa)} \quad 3-25$$

La puissance de seuil laser Brillouin en pompage résonant d'ordre 1 (P_{thS1}) est alors de plus en plus petite lorsqu'on augmente κ jusqu'à atteindre la valeur critique κ_r . Sur la figure 3-6, nous représentons (en gris) la puissance de seuil laser Brillouin en pompage résonant d'ordre 1 (P_{thS1} de l'équation 3-25) (pour une cavité de 20 m de fibre en silice à maintien de polarisation ($g_B = 2,1 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$) ayant un diamètre de cœur de $10 \mu\text{m}$). En comparaison, nous représentons (en noir) la puissance critique (P_{th} de l'équation 3-24) qui correspond à la puissance de seuil d'un laser Brillouin pour lequel on aurait introduit un isolateur dans l'anneau dans le sens de l'onde Stokes pour empêcher à la Pompe de faire plusieurs tours dans la cavité, autrement dit à la puissance de seuil d'un laser Brillouin en pompage non-résonant.



3-6 : Puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 en fonction de la fraction κ d'intensité transmise par le coupleur

La puissance critique P_{th} (en noir) correspond à la puissance de seuil d'un laser Brillouin en pompage non-résonant alors que la puissance P_{thS1} (en gris) correspond à la puissance de seuil d'un laser Brillouin en pompage résonant

En régime critique ($\kappa = \kappa_r = 0,945$) (voir la partie agrandie de la figure 3-7), la puissance de seuil laser passe de 23,15 mW (hors résonance) à 1,45 mW (en résonance) ; soit environ 16 fois plus petite.

Lorsque la puissance de seuil laser P_{thS1} est atteinte, la puissance de l'onde Pompe dans la cavité est maintenue à la valeur critique P_{th} alors que la puissance de l'onde Stokes augmente quand on augmente la puissance de l'onde Pompe incidente. Dans la cavité, il y a donc un transfert d'énergie de l'onde Pompe à l'onde Stokes.

Soit κ_r' , le coefficient de transmission en intensité de l'onde Pompe sur un tour dans l'anneau au-dessus du seuil Brillouin. Il prend en compte l'énergie cédée à l'onde Stokes. Il peut s'écrire :

$$\kappa_r' = \kappa_r e^{\left(-g_B P_{S1} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} \quad 3-26$$

où P_{S1} correspond à la puissance de l'onde stokes d'ordre 1. Remplaçons κ_r par κ_r' dans l'équation 3-11 de l'intensité normalisée circulant dans le résonateur (sachant que $P_P(0) = P_{th}$) sous condition de résonance. On écrit alors la puissance de Pompe incidente :

$$P_{in} = P_{th} \frac{\left(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r} e^{\left(-g_B P_{S1} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)}\right)^2}{(1 - \gamma)(1 - \kappa)} \quad 3-27$$

En multipliant et en divisant l'équation 3-27 par le facteur $(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r})^2$, on peut la réécrire sous la forme :

$$P_{in} = P_{thS1} \frac{\left(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r} e^{\left(-g_B P_{S1} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)}\right)^2}{(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r})^2} \quad 3-28$$

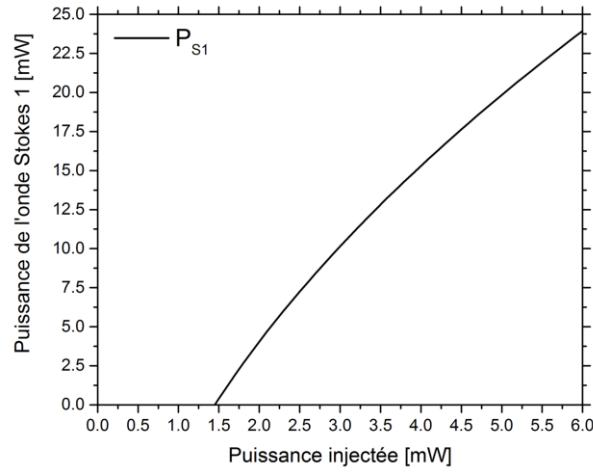
puis :

$$\sqrt{\frac{P_{in}}{P_{thS1}}} = \frac{1 - \sqrt{\kappa \kappa_r} e^{\left(-g_B P_{S1} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)}}{1 - \sqrt{\kappa \kappa_r}} \quad 3-29$$

Une approximation au premier ordre du membre de droite de l'équation 3-29 permet d'écrire la puissance P_{S1} de l'onde Stokes d'ordre 1.

$$P_{S1} \approx P_{th} \left(\sqrt{\frac{P_{in}}{P_{thS1}}} - 1 \right) \quad 3-30$$

Il est important de signaler (à partir de l'équation 3-30) que la puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 (P_{S1}) n'est pas proportionnelle à la puissance de Pompe injectée (P_{in}) dans la cavité mais à sa racine carrée.



3-7 : Puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 en fonction de la puissance injectée (pour $\kappa = \kappa_r = 0,945$)

(La puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 (P_{S1}) de l'équation 3-30 est tracée en fonction de la puissance de Pompe injectée (P_{in}). Sous la condition de couplage critique $\kappa = \kappa_r = 0,945$, $P_{thS1} = 1,45$ mW et $P_{th} = 23,15$ mW)

Considérons le laser Brillouin précédent, dont les éléments à maintien de polarisation forment un anneau de longueur $L = 20$ m et fonctionnant en pompage résonant sous la condition de couplage critique $\kappa = \kappa_r = 0,945$. La puissance de l'onde Stokes de premier ordre (P_{S1}) circulant dans la cavité (à ne pas confondre avec la puissance du laser Brillouin de premier ordre) est représentée en fonction de la puissance de Pompe incidente (P_{in}) sur la figure 3-7. Le seuil laser Brillouin est atteint pour une puissance de Pompe incidente $P_{in} = P_{thS1} \approx 1,5$ mW. Lorsque $P_{in} \approx 6$ mW, la puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 circulant dans la cavité atteint la valeur critique $P_{th} \approx 23$ mW suffisante pour générer une deuxième onde Stokes dans la cavité.

3.1.2 Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 2

La puissance P_{S1} de l'onde Stokes augmente lorsqu'on augmente la puissance P_{in} de la Pompe incidente. Lorsque la puissance de la partie de l'onde Stokes du premier ordre qui circule dans la cavité atteint à son tour la puissance critique P_{th} , elle génère elle-aussi une onde Stokes susceptible de laser. Il faut reprendre le raisonnement précédent en posant l'onde Stokes de premier ordre comme Pompe. Lorsque le gain, apporté par l'onde Stokes de premier ordre, qui circule à l'intérieur de l'anneau équilibre

les pertes (subies par l'onde Stokes de deuxième ordre) sur un tour de la cavité, on atteint le régime laser pour l'onde Stokes de deuxième ordre. Ce dernier se propage dans le même sens que le laser de pompe.

On réécrit l'équation 3-21 en considérant l'onde Stokes de premier ordre comme Pompe. C'est-à-dire en remplaçant $P_p(0)$ par $P_{S1}(0)$. La condition d'oscillation de l'onde Stokes de deuxième ordre devient :

$$\frac{1}{\kappa \kappa_r} = e^{\left(g_B P_{S1}(0) \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} \quad 3-31$$

Comme pour l'onde Pompe, la puissance critique ($P_{th}' = P_{S1}(0)$) de l'onde Stokes de premier ordre nécessaire pour générer une onde Stokes de deuxième ordre circulant en sens inverse est obtenue par :

$$P_{th}' = -\ln(\kappa \kappa_r) \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} = P_{th} \quad 3-32$$

Comme on pouvait s'y attendre, de par l'architecture de l'anneau, la puissance critique nécessaire à la génération d'une onde Stokes à l'intérieur de l'anneau est la même quel que soit le signal considéré comme Pompe.

La Pompe continue à subir une perte en faveur de l'onde Stokes de premier ordre dont le coefficient κ_r' est défini dans l'équation 3-26 :

$$\kappa_r' = \kappa_r e^{\left(-g_B P_{S1} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} = \kappa \kappa_r^2 \quad 3-33$$

puisque $e^{\left(-g_B P_{S1} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} = \kappa \kappa_r$ (à partir de l'équation 3-31).

La puissance de seuil laser Brillouin de deuxième ordre (P_{thS2}) est la puissance de Pompe incidente au résonateur nécessaire pour atteindre le seuil de l'émission laser de l'onde Stokes de deuxième ordre. Elle est obtenue en remplaçant P_{in} par P_{thS2} et κ_r par κ_r' dans l'équation 3-11 de l'intensité normalisée circulant dans le résonateur :

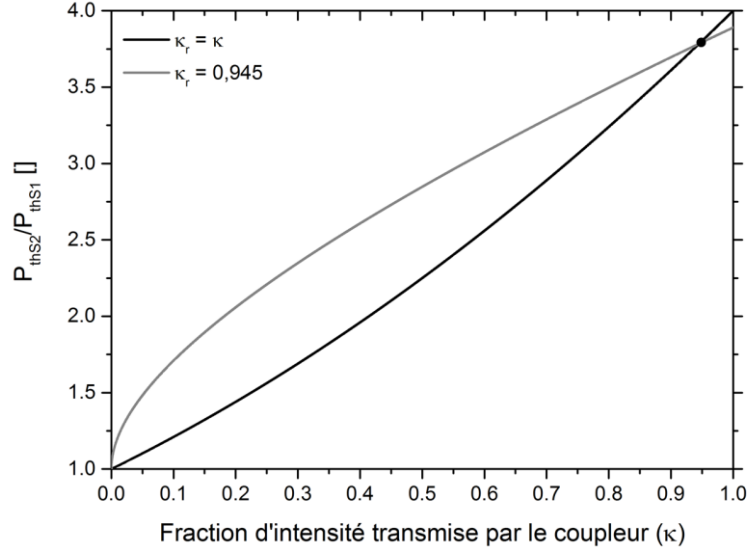
$$P_{thS2} = P_{th} \frac{(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r'})^2}{(1 - \gamma)(1 - \kappa)} = P_{th} \frac{(1 - \kappa \kappa_r)^2}{(1 - \gamma)(1 - \kappa)} \quad 3-34$$

Après quelques manipulations, on détermine :

$$P_{thS2} = P_{thS1} (1 + \sqrt{\kappa \kappa_r})^2 \approx 4 P_{thS1} \quad 3-35$$

Nous représentons, sur la figure 3-8, le rapport entre la puissance de seuil du laser Brillouin de deuxième ordre (P_{thS2}) et celle du laser Brillouin de premier ordre (P_{thS1}) en fonction de la fraction d'intensité κ

transmise par le coupleur qui ferme la cavité. La courbe en noir, tracée pour la condition de couplage critique $\kappa = \kappa_r$, montre bien que la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 2 est au maximum 4 fois plus grande que celle du laser Brillouin d'ordre 1. La courbe grise a été obtenue en fixant $\kappa_r = 0,945$ pour rester dans une situation réaliste. Dans ce cas, nous avons calculé une puissance de seuil laser Brillouin de deuxième ordre 3,8 fois plus grande que celle du laser Brillouin de premier ordre.



3-8 : Rapport entre la puissance de seuil laser de l'onde Stokes 2 et celle de l'onde Stokes 1 en fonction de la fraction d'intensité κ transmise par le coupleur

(La puissance de seuil laser Brillouin de l'onde Stokes d'ordre 2 (P_{thS2}) est au maximum 4 fois plus grande que celle de l'onde Stokes d'ordre 1 (P_{thS1}). Pour la condition de couplage critique $\kappa = \kappa_r = 0,945$; $P_{thS2} = 3,8 P_{thS1}$)

3.1.3 Généralisation du seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre N

L'onde Stokes d'ordre N est générée par l'onde Stokes d'ordre $N - 1$ et sert de pompe pour l'onde Stokes d'ordre $N + 1$. La condition d'égalité entre pertes et gain vus par l'onde Stokes d'ordre N dans la cavité s'écrit :

$$\kappa \kappa_r e^{\left(g_B (P_{S(N-1)}(0) - P_{S(N+1)}(0)) \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} = 1 \quad 3-36$$

Dans la cavité, la puissance de l'onde Stokes d'ordre $N - 1$ ($P_{S(N-1)}(0)$) est saturée au niveau de la puissance critique P_{th} . Tant que l'onde Stokes d'ordre $N + 1$ n'a pas atteint son seuil laser, sa puissance $P_{S(N+1)}(0)$ est encore nulle et toute la puissance de l'onde Stokes $N - 1$ est transférée à l'onde Stokes d'ordre N . Comme la valeur $P_{S(N-1)}(0) - P_{S(N+1)}(0)$ (de l'équation 4-36) est une constante (pour que la condition laser (pertes = gain) soit satisfaite), on en déduit que :

$$P_{S(N-1)}(0) - P_{S(N+1)}(0) = P_{th} \quad 3-37$$

Cette relation de récurrence montre que les puissances des ondes Stokes d'ordres impairs sont reliées entre elles comme les puissances des ondes Stokes d'ordres pairs le sont entre elles. Il convient alors de considérer deux cas pour retrouver la puissance d'une onde Stokes d'ordre N .

1. Si N est impair, on écrit $N = 2q + 1$ avec q un nombre entier. La puissance de l'onde Stokes d'ordre $N - 1$, (d'indice pair, assimilable donc à la Pompe (que nous avons d'ailleurs noté S_0)), sature à la valeur critique P_{th} dans la cavité. Nous considérons dès lors que la puissance de la Pompe circulant dans la cavité est saturée à $qP_{th} = \frac{N-1}{2}P_{th}$. On peut donc remplacer $P_P(0) = \frac{N-1}{2}P_{th}$ dans l'équation 3-27 reliant la puissance de Pompe incidente (P_{in}) à la puissance de Pompe circulante ($P_P(0)$) dans la cavité.

$$P_{in} = \frac{N-1}{2}P_{th} \frac{\left(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r} e^{\left(-g_B P_{S1} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)}\right)^2}{(1-\gamma)(1-\kappa)} \quad 3-38$$

Cette équation permet de déterminer P_{S1} et par récurrence, la puissance de toute onde Stokes d'ordre impair. La puissance de seuil laser d'une onde Stokes d'ordre impair peut être calculée par la relation (obtenue pour l'approximation $\kappa\kappa_r \approx 1$ d'une cavité ayant une bonne finesse) :

$$P_{thSN} \approx P_{thS1} \left(\frac{N+1}{2}\right)^3 \quad 3-39$$

2. Si N est pair, on écrit $N = 2p$ avec p un nombre entier. La puissance de l'onde Stokes d'ordre $N - 1$, (d'indice impair, assimilable donc à l'onde Stokes d'ordre 1 (S_1)), sature à la valeur critique P_{th} dans la cavité. Nous considérons dès lors que la puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 circulant dans la cavité est saturée à $pP_{th} = \frac{N}{2}P_{th}$. On peut donc remplacer $P_{S1} = \frac{N}{2}P_{th}$ dans l'équation 3-27 reliant la puissance de Pompe incidente (P_{in}) à la puissance de Pompe circulante ($P_P(0)$) dans la cavité

$$P_{in} = P_P(0) \frac{\left(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r} e^{\left(-g_B \frac{N}{2} P_{th} \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)}\right)^2}{(1-\gamma)(1-\kappa)} \quad 3-40$$

Cette équation permet de déterminer $P_P(0)$ et par récurrence, la puissance de toute onde Stokes d'ordre pair. La puissance de seuil laser d'onde Stokes d'ordre pair peut être calculée par la relation (obtenue pour l'approximation $\kappa\kappa_r \approx 1$ d'une cavité ayant une bonne finesse) :

$$P_{thSN} \approx P_{thS1} \frac{N}{2} \left(\frac{N+2}{2}\right)^2 \quad 3-41$$

La puissance de tout ordre Stokes peut donc être calculée à partir de la puissance de Pompe incidente dans l'anneau.

3.2 Conditions pour un seuil laser Brillouin minimum

La puissance de seuil laser Brillouin en anneau comme la puissance de seuil Brillouin dans une fibre est inversement proportionnelle à la longueur L et au gain Brillouin g_B de la fibre. Pour une longueur et un coefficient de gain Brillouin donnés, la puissance de seuil laser Brillouin dépend entre autres des paramètres κ et κ_r de l'anneau.

L'annulation de la dérivée par rapport à κ de l'équation 3-25 du seuil laser Brillouin du premier ordre permet de trouver les conditions pour lesquelles le seuil laser Brillouin est minimal. Soit lorsque :

$$\frac{(1 - \sqrt{\kappa \kappa_r})(1 - \kappa)}{\sqrt{\kappa \kappa_r} - \kappa} = \ln(\kappa \kappa_r) \quad 3-42$$

Pour une cavité ayant une bonne finesse, $\kappa \kappa_r \approx 1$ et l'approximation au premier ordre $\ln(\kappa \kappa_r) \approx \kappa \kappa_r - 1$ permet d'écrire la condition de seuil minimal pour le premier ordre :

$$\kappa \approx \sqrt{\kappa_r} \quad 3-43$$

De même, l'annulation de la dérivée par rapport à κ de l'équation 3-34 du seuil laser Brillouin du deuxième ordre permet de trouver les conditions pour lesquelles ce seuil est minimal. Soit lorsque :

$$\frac{(1 - \kappa \kappa_r)(1 - \kappa)}{2 \kappa \kappa_r - \kappa (1 + \kappa \kappa_r)} = \ln(\kappa \kappa_r) \quad 3-44$$

Pour une cavité ayant une bonne finesse, $\kappa \kappa_r \approx 1$ et l'approximation au premier ordre $\ln(\kappa \kappa_r) \approx \kappa \kappa_r - 1$ permet d'écrire la condition de seuil minimal pour le deuxième ordre :

$$\kappa \approx \sqrt{\kappa_r} \quad 3-45$$

En résumé, en première approximation, pour que la puissance de seuil laser Brillouin soit minimale, il faut que l'anneau soit sur-tendu et satisfasse à la condition $\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$.

3.3 Rendement du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

Au seuil laser Brillouin de deuxième ordre, la puissance de l'onde Stokes de premier ordre circulant dans la cavité est saturée à la valeur P_{th} . La puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 qui sort de la cavité est alors :

$$P_{S1out}^{th} = P_{th} (1 - \gamma)(1 - \kappa) \quad 3-46$$

Le rendement maximum $\mathcal{r}$ du laser Brillouin du premier ordre est alors donné par :

$$\mathcal{r} = \frac{P_{S1out}^{th}}{P_{thS2}} = \left(\frac{(1 - \gamma)(1 - \kappa)}{1 - \kappa \kappa_r} \right)^2 \quad 3-47$$

Sous la condition $\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$ de seuil minimum, le rendement du laser Brillouin de premier ordre vaut :

$$\mathcal{r} = \left(\frac{1 - \gamma}{1 + \kappa + \kappa^2} \right)^2 \approx 11\% \quad 3-48$$

Sous la condition $\kappa = \kappa_r$ de couplage critique, le rendement du laser Brillouin de premier ordre vaut :

$$\mathcal{r} = \left(\frac{1 - \gamma}{1 + \kappa} \right)^2 \approx 25\% \quad 3-49$$

Il est possible d'obtenir des rendements plus élevés lorsque l'anneau est en régime sous-tendu ($\kappa < \kappa_r$). Néanmoins, la puissance de Pompe nécessaire pour atteindre le seuil laser de l'onde Stokes de deuxième ordre devient alors bien supérieure à la valeur minimale obtenue pour $\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$.

Le rapport $P_{thS1}^{\kappa=\kappa_r} / P_{thS1}^{\kappa=\sqrt{\kappa_r}} = 1,18$; la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 sous la condition de couplage critique ($\kappa = \kappa_r$) est environ 18% plus élevée que le seuil minimal ($\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$). La condition de couplage critique constitue une bonne approximation de la condition de seuil minimal tout en ayant un meilleur rendement. Pour nos travaux sur le laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant, nous travaillerons sous la condition de couplage critique.

3.4 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

Comme nous venons de le voir dans la section 3.1.3, la puissance de tout ordre Stokes peut donc être calculée à partir de la puissance de Pompe incidente (P_{in}) dans l'anneau. Dès lors, nous pouvons définir

des zones en fonction de la puissance de seuil laser des différentes ondes Stokes générées dans la cavité. Comme nous pouvons le voir dans le tableau 3-1, l'indice de ces zones définit le départ d'une onde Stokes dans l'anneau et du coup le nombre d'ondes Stokes présentes dans la cavité. La dernière colonne du tableau donne la différence de puissance entre la fin et le début de la zone. Cette information nous permet d'estimer l'efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant pour une cavité ayant une bonne finesse ($\kappa\kappa_r \approx 1$).

Zone	Commentaires	Début de la zone	Fin de la zone	Différence en P_{thS1}
0	Zone 0 Stokes	$P_{in} = 0 P_{thS1}$	$P_{in} = 1 P_{thS1}$	1
1	Zone 1 Stokes	$P_{in} = 1 P_{thS1}$	$P_{in} = 4 P_{thS1}$	3
2	Zone 2 Stokes	$P_{in} = 4 P_{thS1}$	$P_{in} = 8 P_{thS1}$	4
3	Zone 3 Stokes	$P_{in} = 8 P_{thS1}$	$P_{in} = 18 P_{thS1}$	10
4	Zone 4 Stokes	$P_{in} = 18 P_{thS1}$	$P_{in} = 27 P_{thS1}$	9
5	Zone 5 Stokes	$P_{in} = 27 P_{thS1}$	$P_{in} = 48 P_{thS1}$	21
6	Zone 6 Stokes	$P_{in} = 48 P_{thS1}$	$P_{in} = 64 P_{thS1}$	16

3-1 : Nombre d'ondes Stokes dans la cavité en fonction de la puissance de Pompe incidente

3.4.1 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 1

Comme pour le calcul du rendement (section 3.3 précédente), nous déterminons l'efficacité du laser Brillouin de premier ordre à partir de sa puissance (équation 3-46) au seuil laser Brillouin de deuxième ordre.

Pour une cavité ayant une bonne finesse ($\kappa\kappa_r \approx 1$) ; l'efficacité du laser Brillouin du premier ordre est alors donné par :

$$\eta_{S1} = \frac{P_{S1out}^{th}}{P_{thS2} - P_{thS1}} = \frac{P_{S1out}^{th}}{3 P_{thS1}} = \frac{1}{3} \left(\frac{(1-\gamma)(1-\kappa)}{1 - \sqrt{\kappa\kappa_r}} \right)^2 \quad 3-50$$

Sous la condition $\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$ de seuil minimum, l'efficacité du laser Brillouin de premier ordre vaut :

$$\eta_{S1} = \frac{1}{3} \left(\frac{(1-\gamma)(1-\kappa)}{1 - \kappa\sqrt{\kappa}} \right)^2 \approx 15\% \quad 3-51$$

Sous la condition $\kappa = \kappa_r$ de couplage critique, l'efficacité du laser Brillouin de premier ordre vaut :

$$\eta_{S1} = \frac{1}{3}(1 - \gamma)^2 \approx 33\% \quad 3-52$$

L'efficacité du laser Brillouin de premier ordre est plus grande sous la condition de couplage critique ($\kappa = \kappa_r$) que sous la condition de seuil minimum ($\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$, donc en régime sur-tendu). Pour avoir une cavité avec une bonne finesse et une bonne efficacité, il vaut mieux travailler sous la condition de couplage critique.

3.4.2 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 2

L'efficacité du laser Brillouin de deuxième ordre est déterminée à partir de sa puissance au seuil laser Brillouin de troisième ordre. Comme pour le laser Brillouin de premier ordre, la puissance de l'onde Stokes de deuxième ordre circulant dans la cavité est saturée à la valeur P_{th} au seuil laser Brillouin de troisième ordre. La puissance de l'onde Stokes d'ordre 2 qui sort de la cavité vaut alors :

$$P_{S2out}^{th} = P_{th} (1 - \gamma)(1 - \kappa) = P_{S1out}^{th} \quad 3-53$$

Pour une cavité ayant une bonne finesse ($\kappa\kappa_r \approx 1$) ; l'efficacité du laser Brillouin du deuxième ordre est donné par :

$$\eta_{S2} = \frac{P_{S2out}^{th}}{P_{thS3} - P_{thS2}} = \frac{P_{S1out}^{th}}{4 P_{thS1}} = \frac{1}{4} \left(\frac{(1 - \gamma)(1 - \kappa)}{1 - \sqrt{\kappa \kappa_r}} \right)^2 \quad 3-54$$

Comme $P_{S2out}^{th} = P_{S1out}^{th}$ et $4 P_{thS1} = P_{thS2}$, on peut déjà prédire que l'efficacité du laser Brillouin du deuxième ordre est équivalente au rendement du laser Brillouin à fibre en anneau en pompage résonant ($\eta_{S2} \equiv r$).

Sous la condition $\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$ de seuil minimum, l'efficacité du laser Brillouin de deuxième ordre vaut :

$$\eta_{S2} = \frac{1}{4} \left(\frac{(1 - \gamma)(1 - \kappa)}{1 - \kappa\sqrt{\kappa}} \right)^2 \approx 11\% \quad 3-55$$

Sous la condition $\kappa = \kappa_r$ de couplage critique, l'efficacité du laser Brillouin de deuxième ordre vaut :

$$\eta_{S2} = \frac{1}{4} (1 - \gamma)^2 \approx 25\% \quad 3-56$$

3.4.3 Efficacité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre N

On reprend le même raisonnement pour déterminer l'efficacité du laser Brillouin d'ordre N . Calculée à partir de la puissance de l'onde Stokes d'ordre N qui sort de la cavité au seuil laser Brillouin d'ordre $N + 1$, il convient de considérer deux cas :

1. Si N est impair, la différence entre les puissances de seuil laser Brillouin d'ordre $N + 1$ et N , est donnée par :

$$P_{thS(N+1)} - P_{thSN} = (N + 2) \left(\frac{N + 1}{2} \right) P_{thS1} \quad 3-57$$

Il s'ensuit :

$$\eta_{SN} = \frac{P_{SNout}^{th}}{P_{thS(N+1)} - P_{thSN}} = \frac{P_{S1out}^{th}}{(N + 2) \left(\frac{N + 1}{2} \right) P_{thS1}} \quad 3-58$$

Soit :

$$\eta_{SN} = \frac{1}{(N + 2) \left(\frac{N + 1}{2} \right)} \left(\frac{(1 - \gamma)(1 - \kappa)}{1 - \sqrt{\kappa \kappa_r}} \right)^2 \quad 3-59$$

Sous la condition $\kappa = \kappa_r$ de couplage critique, l'efficacité du laser Brillouin de troisième ordre, par exemple, vaut :

$$\eta_{S3} = \frac{1}{10} (1 - \gamma)^2 \approx 10\% \quad 3-60$$

2. Si N est pair, la différence entre les puissances de seuil laser Brillouin d'ordre $N + 1$ et N , est donnée par :

$$P_{thS(N+1)} - P_{thSN} = \left(\frac{N + 2}{2} \right)^2 P_{thS1} \quad 3-61$$

Il s'ensuit :

$$\eta_{SN} = \frac{P_{SNout}^{th}}{P_{thS(N+1)} - P_{thSN}} = \frac{P_{S1out}^{th}}{\left(\frac{N + 2}{2} \right)^2 P_{thS1}} \quad 3-62$$

Soit :

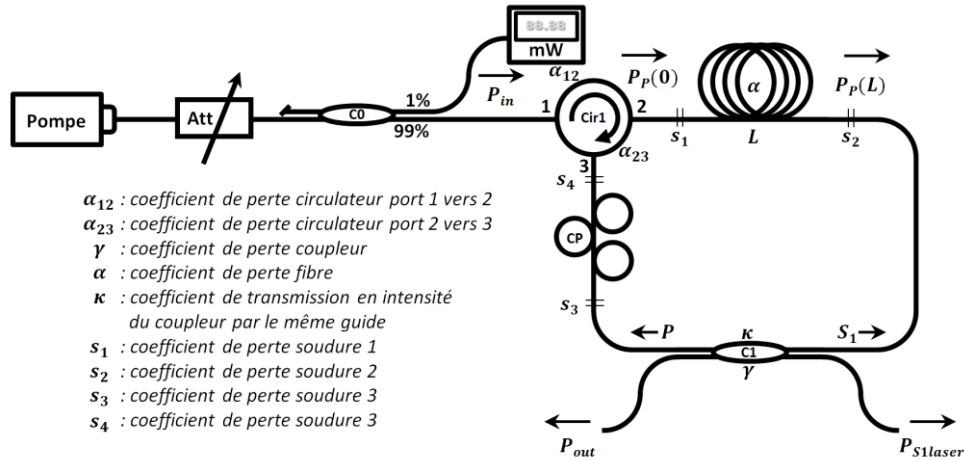
$$\eta_{SN} = \frac{1}{\left(\frac{N+2}{2}\right)^2} \left(\frac{(1-\gamma)(1-\kappa)}{1-\sqrt{\kappa\kappa_r}} \right)^2 \quad 3-63$$

Sous la condition $\kappa = \kappa_r$ de couplage critique, l'efficacité du laser Brillouin de quatrième ordre, par exemple, vaut :

$$\eta_{S4} = \frac{1}{9} (1-\gamma)^2 \approx 11\% \quad 3-64$$

3.5 Puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant

Les récents travaux sur les FOMs en verre de chalcogénures au sein du laboratoire FOTON ont permis de réaliser des lasers Brillouin compacts en termes de longueur de cavité. Une puissance de seuil en pompage non-résonant comparable au seuil pour une fibre silice en pompage résonant est atteinte dans une cavité monomode de 5 m de longueur dont 3 m de fibre en verre chalcogénures [97]. Dans cette section, nous déterminons analytiquement la puissance de seuil laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant avec circulateur que nous étudions aussi dans le cadre de cette thèse.



3-9 : Pertes dans la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant

(P_{in} : puissance de pompe à l'entrée de l'anneau, P_{out} : puissance de pompe à la sortie de l'anneau, $P_P(0)$: puissance de pompe circulant dans l'anneau à l'entrée de la fibre, $P_P(L)$: puissance de pompe circulant dans l'anneau à la sortie de la fibre, $P_{S1laser}$: puissance du laser Brillouin d'ordre 1, L : longueur de l'anneau)

Considérons le laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant tel que représenté sur la figure 3-9. Un atténuateur optique variable (Att) et un puissance-mètre optique (mW) permettent de contrôler et mesurer la puissance de la Pompe injectée ($P_P(0)$) dans la fibre sous test à travers les ports

1 et 2 d'un circulateur optique (Cir1). L'anneau de longueur L est constitué de la fibre sous test (de coefficient de perte linéique α), d'un coupleur optique variable (C1) (de coefficient de perte γ et de taux de couplage en intensité $1 - \kappa$), d'un contrôleur de polarisation (CP) (de coefficient de perte α_{CP}) et du circulateur optique (Cir1) (de coefficients de perte α_{12} et α_{23}). Des soudures s_1, s_2, s_3 et s_4 fixent les composants entre eux (nous notons s le coefficient de perte totale sur les soudures).

Le circulateur optique (Cir1) bouclant l'anneau empêche à la Pompe (P) de faire plusieurs tours dans la cavité tandis que l'onde Stokes générée (S_1), se propageant dans le sens opposé à celui de la Pompe, circule indéfiniment dans la cavité. Une partie de cette onde Stokes (collectée grâce au coupleur optique (C1)) constitue la puissance du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant.

3.5.1 Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant d'ordre 1

Soit R le taux de réinjection de l'onde Stokes après un tour de la cavité de longueur L . Sous la condition aux limites $P_S(L) = R P_S(0)$, la relation 1-107 devient :

$$\frac{1}{R} = e^{\left(\eta_p g_B P_P(0) \frac{L_{eff}}{A_{eff}}\right)} \quad 3-65$$

La puissance critique d'onde Pompe nécessaire dans la cavité pour atteindre le seuil laser d'une onde Stokes circulant en sens inverse est :

$$P_{th} = \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad 3-66$$

Soient α_{12} le coefficient de perte du port 1 vers le port 2 dans le circulateur optique (Cir1) et α_{23} le coefficient de perte du port 2 vers le port 3 ; la puissance de seuil laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant est donnée par la relation suivante :

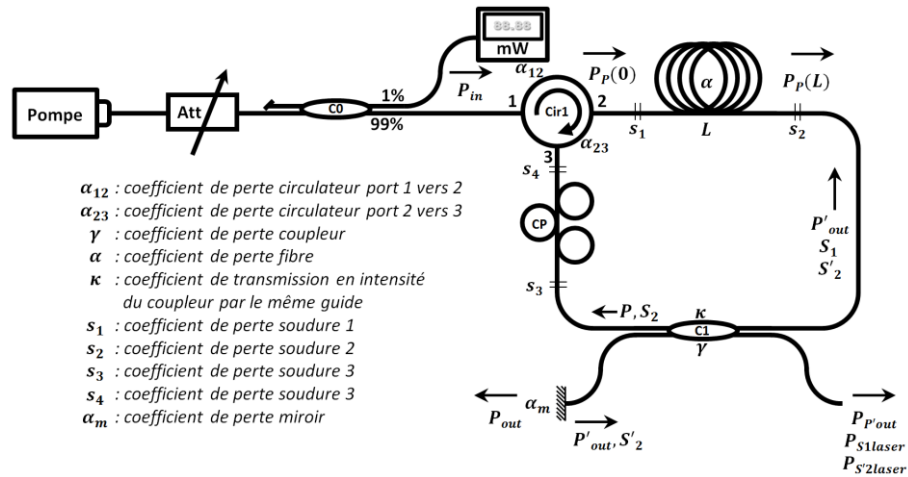
$$P_{thS1} = \frac{1}{(1 - \alpha_{12})} P_{th} \quad 3-67$$

Le taux de réinjection R peut être calculé par la relation :

$$R = \kappa \kappa_r = \kappa(1 - \alpha_{23})(1 - \alpha_{CP})(1 - \gamma)(1 - s)e^{-\alpha L} \quad 3-68$$

3.5.2 Seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant d'ordre 2

Pour avoir une onde Stokes de deuxième ordre dans la cavité, l'onde Stokes d'ordre 1 qui circule dans l'anneau doit atteindre la puissance critique (P_{th}), qui peut être importante (plus d'une centaine de milliwatts dans 20 m de fibre en silice standard) selon la composition de l'anneau (fibre et composants optiques). Lorsque l'onde Stokes d'ordre 1 circulant dans la cavité atteint la puissance critique P_{th} , une onde Stokes d'ordre 2 est alors générée par diffusion Brillouin stimulée. Mais, l'architecture de la cavité de la figure 3-9 ne permet pas théoriquement d'avoir un effet laser Brillouin de deuxième ordre ; puisque l'onde Stokes de deuxième ordre n'est pas résonante dans la cavité, son taux de réinjection dans l'anneau (comme celui de la Pompe) étant nul. En effet, l'onde Stokes d'ordre 2 créée, circulant dans le même sens que la Pompe, est éjectée de la cavité. Une partie est dissipée au port 3 du circulateur tandis que l'autre partie est évacuée à travers le coupleur. Celle-ci peut d'ailleurs être observée, avec la Pompe, sur un analyseur de spectre optique placé à la sortie du coupleur.



3-10 : Laser Brillouin de deuxième ordre dans une cavité en pompage non-résonant

(P_{in} : puissance de pompe à l'entrée de l'anneau, P_{out} : puissance de pompe à la sortie de l'anneau, $P_P(0)$: puissance de pompe circulant dans l'anneau à l'entrée de la fibre, $P_P(L)$: puissance de pompe circulant dans l'anneau à la sortie de la fibre, $P_{S1laser}$: puissance du laser Brillouin d'ordre 1, L : longueur de l'anneau)

On peut, toutefois, forcer l'onde Stokes d'ordre 2 à recirculer dans l'anneau. Cette configuration (basée sur la réflexion de l'onde Stokes 2) est décrite sur la figure 3-10. La partie de la Pompe et de l'onde Stokes d'ordre 2, qui est évacuée à travers le coupleur optique (C1), est réfléchiée sur un miroir placé à la sortie du coupleur et est alors réinjectée dans la cavité. L'onde Pompe réfléchiée (P'_{out}) et l'onde Stokes de deuxième ordre réfléchiée (S'_2) circulent alors comme l'onde Stokes de premier ordre (S_1) indéfiniment dans la cavité. La puissance de seuil laser de l'onde Stokes d'ordre 2 réfléchiée est atteinte lorsque le gain Brillouin et les pertes vus par celle-ci dans la cavité s'annulent. Il faut signaler que les pertes vues par

l'onde Stokes d'ordre 2 réfléchi sont plus importantes que celles vues par l'onde Stokes d'ordre 1 ; puisque l'onde Stokes de deuxième ordre doit sortir (pertes dans le coupleur) puis rentrer (encore pertes dans le coupleur et pertes dues au miroir) dans la cavité. La puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 2 est par conséquent plus élevée en pompage non-résonant qu'en pompage résonant.

La puissance de sortie du laser Brillouin (P_{S1out} , P_{S2out}) est constituée d'une partie (collectée par le coupleur) des signaux Stokes circulant dans la cavité.

Cette cavité en anneau en pompage non-résonant avec miroir présente un avantage par rapport au pompage résonant (donc sans avoir à faire un asservissement) surtout lorsque la fibre composant l'anneau a un fort gain Brillouin. Dans cette configuration, la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 2 a été atteinte pour 30 mW de Pompe dans une cavité en fibre optique micro-structurée en verre de chalcogénures [98] (ayant un coefficient de gain Brillouin de deux ordres de grandeur plus grand que dans la silice). La puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 était de 6 mW, soit 5 fois plus faible. On rappelle que dans une cavité en pompage résonant, la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 2 est au plus 4 fois plus grande que celle de l'ordre 1 (équation 3-35).

3.6 Mesures expérimentales de la puissance du laser Brillouin

La mesure de la puissance de seuil du laser Brillouin consiste à tracer la courbe de la puissance de sortie du laser Brillouin à fibre (P_{Sjout} , $j = 1, 2, \dots$) en fonction de la puissance du signal de Pompe en entrée (P_{in}) et de noter la puissance pour laquelle le gain en petit signal égalise les pertes de la cavité laser.

Les premiers lasers réalisés dans le cadre de ses travaux ont une cavité en anneau en pompage non-résonant (1R) avec circulateur (comme sur la figure 3-9). Plus simple à mettre en œuvre, ce montage permet d'étudier la composante Stokes de premier ordre. Nous nous concentrons ensuite sur la cavité en anneau en pompage résonant (2R) (voir figure 3-4) qui offre la possibilité d'étudier les lasers Brillouin d'ordres Stokes supérieurs.

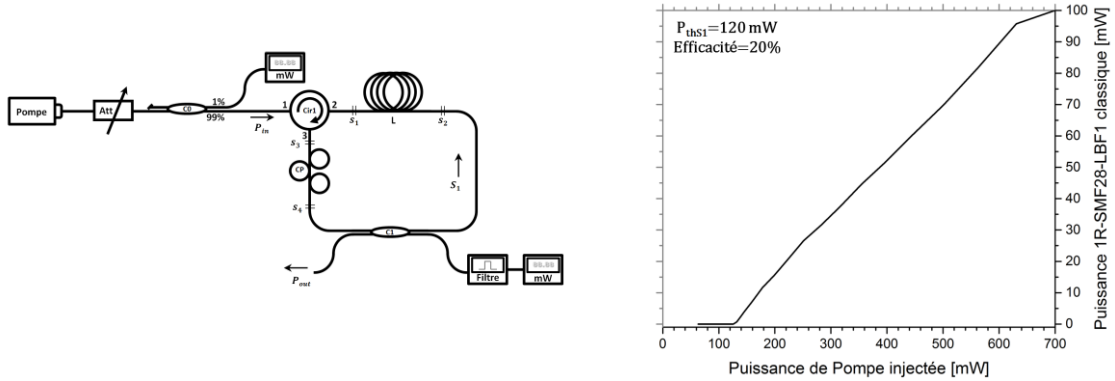
3.6.1 Seuil du laser Brillouin à fibre optique 1R-SMFPM-LBF

Dans un laser Brillouin d'ordre 1 à fibre (LBF1) optique monomode standard en silice (SMF28) en anneau en pompage non-résonant (1R) classique (figure 3-9), que nous désignons donc par : 1R-SMF28-LBF1 classique ; la puissance de seuil laser mesurée est de l'ordre de la centaine de milliwatts lorsque la longueur de l'anneau fait 20 m ($ISL \approx 10 \text{ MHz}$).

Le laser 1R-SMF28-LBF1 classique de la figure 3-11(a) est constitué d'une Pompe optique (un atténuateur optique variable et un puissance-mètre optique permettent de contrôler et mesurer la puissance de la Pompe injectée dans la fibre) et d'une cavité en anneau (contenant la fibre, un coupleur fixe 90/10 ($\gamma \approx 0,4 \text{ dB}$), un contrôleur de polarisation et un circulateur ($\kappa_r \approx 0,75$)). Le signal Stokes d'ordre 1 sortant de la cavité est filtré avant d'être envoyé sur un puissance-mètre optique.

Nous utilisons un laser à fibre Koheras-Adjustik comme laser de pompe. C'est une source laser fonctionnant avec un seul mode longitudinal d'une largeur de raie inférieure à 2 kHz. Il est basé sur une conception DFB lui assurant une très grande stabilité et un bon fonctionnement mono-fréquence quelles que soient les conditions environnementales. Sa puissance est fixée à 5 mW et amplifiée grâce à un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) pour créer, par diffusion Brillouin stimulée, une onde Stokes de premier ordre S_1 décalée d'environ $\nu_B \approx 10,86 \text{ GHz}$ de la fréquence ($\lambda_p \approx 1551,35 \text{ nm}$) de la Pompe (Koheras-Adjustik + EDFA).

La puissance du laser 1R-SMF28-LBF1 classique est tracée en fonction de la puissance de Pompe injectée comme on peut le voir sur la figure 3-11(b). La puissance de seuil du laser est atteinte lorsque la puissance de Pompe injectée vaut $P_{thS1} = 120 \text{ mW}$ (soit $P_{th} \approx 110 \text{ mW}$ dans la fibre après le circulateur). L'efficacité du laser 1R-SMF28-LBF1 classique est de 20%.



(a) Architecture du laser Brillouin en pompage non-résonant classique

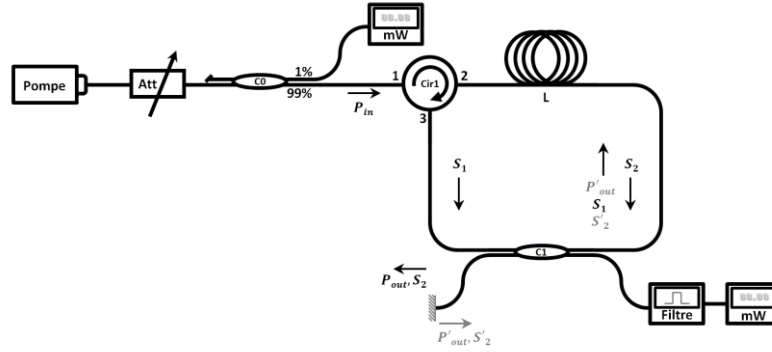
(b) Puissance du laser Brillouin en pompage non-résonant classique

3-11 : Laser Brillouin à fibre en anneau en pompage non-résonant classique

(Att : atténuateur, C (0, 1) : coupleurs optiques, Cir1 : circulateur optique, CP : contrôleur de polarisation, L : longueur de l'anneau)

Comme nous l'avons vu à la section 1.4 du chapitre 1, pour réduire la puissance de seuil Brillouin, il faut privilégier une fibre optique à maintien de polarisation ($\eta_p = 1$). Pour réaliser un laser Brillouin à fibre optique à maintien de polarisation, il n'est pas alors nécessaire d'utiliser un contrôleur de polarisation dans la cavité. L'architecture du laser Brillouin à fibre (LBF) optique monomode en silice à maintien de

polarisation (SMFPM) en pompage non-résonant (1R) est représentée sur la figure 3-12. Il est constitué d'une Pompe (un atténuateur optique variable et un puissance-mètre optique permettent de contrôler et mesurer la puissance de la Pompe injectée dans la fibre) et d'une cavité en anneau (composé d'un circulateur optique (Cir1), de la fibre sous test et d'un coupleur optique fixe(C1)). Nous ajouterons un miroir (en gris sur la figure) à la sortie gauche du coupleur lorsque nous voudrions étudier le laser Brillouin de deuxième ordre.



3-12 : Architecture du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 et 1R-SMF28-LBF1

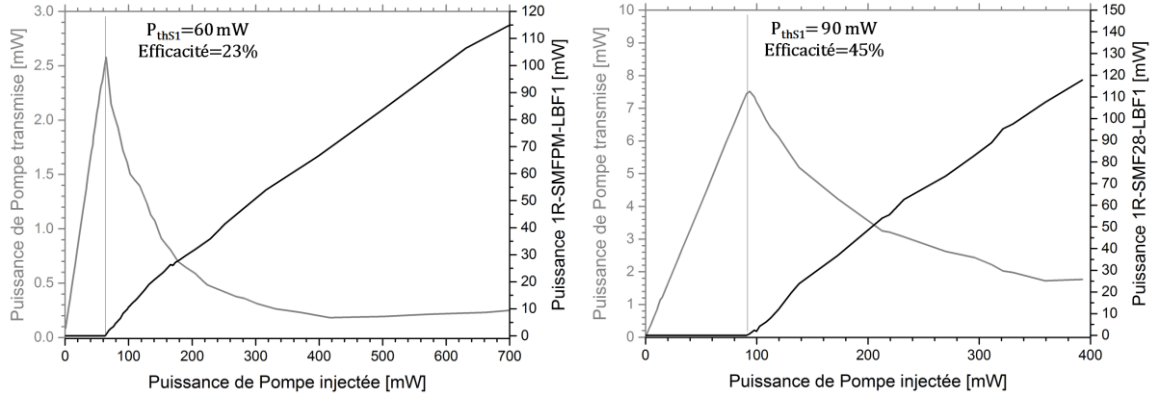
(Att : atténuateur optique, C (0, 1) : coupleurs optiques, Cir1 : circulateur optique, L : longueur de l'anneau)

Pour la comparaison, nous réalisons deux lasers Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant ayant l'architecture de la figure 3-12 : un, en fibre silice à maintien de polarisation (1R-SMFPM-LBF1) et l'autre, en fibre silice standard (1R-SMF28-LBF1).

Le laser 1R-SMFPM-BFL1, tout en fibre silice à maintien de polarisation, est constitué d'un circulateur optique (-0,55 dB), d'un coupleur fixe 95/5 (-0,55 dB/-13,5 dB) et d'une bobine de 20 m de fibre silice à maintien de polarisation ($\kappa_r \approx 0,8$). Le laser 1R-SMF28-LBF1, tout en fibre silice standard, est constitué d'un circulateur optique (-0,56 dB), d'un coupleur fixe 90/10 (-0,65 dB/-10,18 dB) et d'une bobine de 24 m de fibre silice standard ($\kappa_r \approx 0,8$). Les deux anneaux sont bouclés avec trois soudures (-0,02 dB/soudure en moyenne). Le signal Stokes d'ordre 1 sortant de la cavité est filtré avant d'être envoyé sur un puissance-mètre optique.

Les mesures de puissance nous ont permis de calculer un seuil laser de $P_{thS1}^{PM} = 60 \text{ mW}$ (soit $P_{th}^{PM} \approx 54 \text{ mW}$ dans la fibre après le circulateur) pour le laser 1R-SMFPM-LBF1 contre un seuil de $P_{thS1}^{non-PM} = 90 \text{ mW}$ (soit $P_{thS1}^{non-PM} \approx 80 \text{ mW}$ dans la fibre après le circulateur) pour la cavité 1R-SMF28-LBF1. Le laser 1R-SMFPM-LBF1 présente une efficacité de 23% et le laser 1R-SMF28-LBF1, une efficacité de 45%. La puissance du laser 1R-SMFPM-LBF1 est tracée en fonction de la puissance de Pompe injectée sur la figure 3-13(a) et celle du laser 1R-SMF28-LBF1, sur la figure 3-13(b).

Ces mesures montrent une réduction de la puissance de seuil du laser 1R-SMFPM-LBF1 par rapport à celle du laser 1R-SMF28-LBF1, due directement au fait que la fibre est à maintien de polarisation. La différence au niveau des efficacités des deux lasers est surtout due au taux de couplage différents des coupleurs dans les deux cavités.



(a) Puissance du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1

(b) Puissance du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1

3-13 : Puissance du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant

Comme il a été difficile de réaliser expérimentalement deux lasers avec exactement les mêmes caractéristiques, nous avons simulé l'effet de la polarisation sur la puissance de seuil Brillouin pour un anneau en fibre optique monomode standard en silice et un anneau en fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation. Nous considérons un coefficient de gain Brillouin typique dans la silice de $2,1 \cdot 10^{11} \text{ m/W}$. La longueur des cavités est fixée à 20 m et le diamètre de cœur des fibres à $10 \mu\text{m}$. Les valeurs de pertes considérées sont celles rencontrées généralement dans les composants optiques (circulateur et coupleur optique 90/10) et que nous donnons dans le tableau 3-2 suivant.

Comme nous pouvons le voir dans le tableau 3-2, la puissance de seuil Brillouin dans une cavité à fibre optique en anneau en pompage non-résonant dont tous les composants sont à maintien de polarisation peut être jusqu'à 2 fois plus faible que dans une cavité classique à fibre silice standard. Les pertes d'insertion dans les composants à maintien de polarisation sont généralement plus faibles que dans les composants standards. Ce qui contribue à augmenter le coefficient de transmission en intensité (κ_r) sur un tour complet de l'anneau (0,81 pour 1R-SMF28-LBF1 à 0,83 pour 1R-SMFPM-LBF1). Les taux de réinjection des deux lasers restent, toutefois, proches (0,72 et 0,74). L'augmentation de la puissance de seuil Brillouin est due au coefficient de recouvrement en polarisation η_p . La puissance de seuil Brillouin dans le laser 1R-SMF28-LBF1 est alors $(1 + \eta_p = 1,67)$ fois plus élevée que dans le laser 1R-SMFPM-LBF1.

		1R-SMFPM-LBF1	1R-SMF28-LBF1	1R-SMF28-LBF1 Classique
η_p	$\square$	1	2/3	2/3
α_{dB}	[dB/km]	0,2	0,2	0,2
α_{12}	[dB]	0,55	0,65	0,65
α_{23}	[dB]	0,55	0,65	0,65
γ	[dB]	0,2	0,2	0,2
α_{CP}	[dB]	0	0	0,25
s	[dB]	3 x 0,02	3 x 0,02	4 x 0,02
L	[m]	20	20	20
A_{eff}	[m ²]	78,5.10 ⁻¹²	78,5.10 ⁻¹²	78,5.10 ⁻¹²
κ_r	$\square$	0,83	0,81	0,76
κ	$\square$	0,90	0,90	0,90
g_B	[m/W]	2,1.10 ⁻¹¹	2,1.10 ⁻¹¹	2,1.10 ⁻¹¹
P_{th}	[mW]	55	92	110
P_{th}/P_{th}^{PM}	$\square$	1	1,67	2

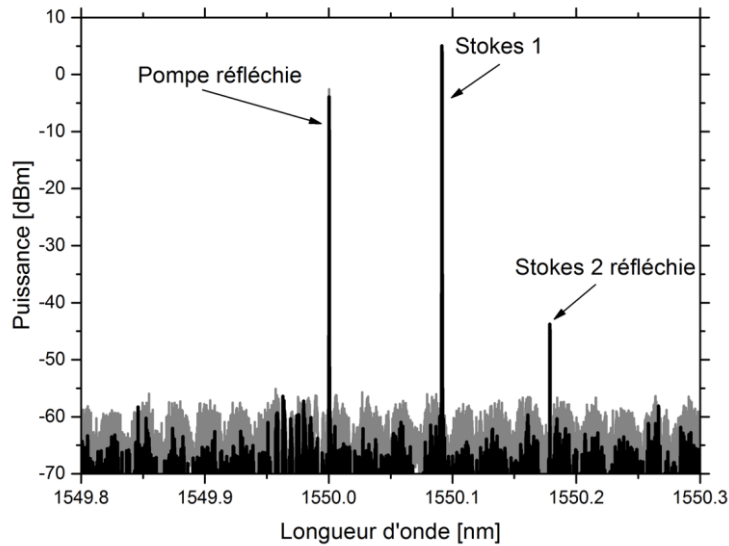
3-2 : Puissances de seuil Brillouin théoriques dans un anneau en pompage non-résonant avec circulateur

(pour une cavité à fibre optique en silice à maintien de polarisation (SMFPM), en silice standard (SMF28) et en silice standard avec contrôleur de polarisation (classique))

Le simple ajout du contrôleur de polarisation (donc une soudure en plus) dans la cavité 1R-SMF28-LBF1 classique (pour aligner la polarisation de l'onde Pompe et celle de l'onde Stokes générée) ne fait que détériorer la qualité de la cavité (le coefficient κ_r passe à 0,76) et donc qu'augmenter la puissance de seuil laser Brillouin dans la cavité.

Lorsqu'on l'onde Stokes d'ordre 1 circulant dans la cavité atteint la puissance critique P_{th} , une onde Stokes d'ordre 2 circulant dans le sens de la Pompe est créée dans la cavité. Comme on peut le voir sur la figure 3-14, elle est, elle-même, décalée d'environ 10,86 GHz de l'onde Stokes d'ordre 1.

L'onde Stokes d'ordre 2 réfléchie (voir figure 3-12) atteint son seuil laser lorsque le gain Brillouin annule les pertes de la cavité. Dans la cavité 1R-SMF28-LBF1 classique, il faut une puissance de Pompe injectée d'environ 600 mW ($5 P_{ths1}$) pour atteindre le seuil laser Brillouin de l'onde Stokes de deuxième ordre. Sur la figure 3-11(b), nous pouvons observer un changement brutal dans la puissance du laser Brillouin d'ordre 1, marquant le seuil laser Brillouin d'ordre 2.



3-14 : Génération d'une onde Stokes d'ordre 2 dans un laser Brillouin en pompage non-résonant

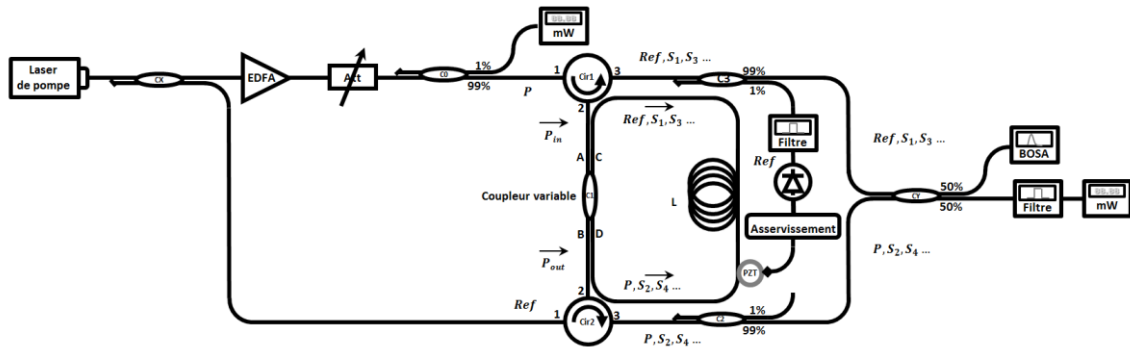
Nous observons aussi que l'onde Stokes d'ordre 2 peut avoir un comportement impulsionnel. Cela s'expliquerait par le fait que l'onde Pompe responsable de sa formation (l'onde Stokes d'ordre 1) continue à circuler dans la cavité sans y être tout le temps, résonante. En effet, lorsque la condition de résonance de l'onde Stokes d'ordre 1 est satisfaite ($L = m \lambda_{S1}$ avec $m \in \mathbb{N}$), sa puissance est maximale dans la cavité ; par conséquent, le gain Brillouin de l'onde Stokes d'ordre 2 augmente drastiquement.

Considérons la cavité en anneau en pompage non-résonant avec circulateur et sans contrôleur de polarisation (figure 3-12). L'utilisation d'éléments à maintien de polarisation permettrait de réduire d'environ 1,67 fois la puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique en silice (voir tableau 3-2). Supposons maintenant que la Pompe soit résonante dans la cavité et que celle-ci fonctionne sous la condition de couplage critique ($\kappa = \kappa_r$). Prenons $\kappa = \kappa_r \approx 0,8$, pour rester dans la gamme des valeurs mesurées. La puissance de seuil du laser Brillouin, calculée à partir de l'équation 3-25 vaudrait alors une dizaine de milliwatts.

3.6.2 Seuil du laser Brillouin à fibre optique 2R-SMFPM-LBF

L'architecture étudiée consiste en une cavité en anneau de 16 m de fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation, résonant à la fréquence de notre laser de pompe (figure 3-15). La fibre est pompée optiquement par un laser d'une largeur de raie de l'ordre du kHz, via le port 2 d'un circulateur

optique (Cir1) connecté sur le bras A d'un coupleur optique variable (C1). La cavité est obtenue en rebouclant les bras C et D du coupleur avec la fibre à étudier (Fibre PM). Le gain Brillouin créé par l'onde de pompe circulant plusieurs fois dans la cavité permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser lorsque la condition d'oscillation laser est satisfaite. Le seuil laser pour l'onde Stokes peut être drastiquement réduit lorsque le signal de pompe est couplé de manière résonante dans la cavité. Pour y arriver, une partie du laser de pompe, injectée dans la cavité via le bras B du coupleur variable, est utilisée comme signal de référence pour asservir la longueur de la cavité satisfaisant une résonance à la fréquence de la pompe. Les ordres Stokes impairs, sortant du bras A du coupleur, sont récupérés via le port 3 du circulateur (Cir1) et les ordres Stokes pairs, sortant du bras B du coupleur, sont récupérés via le port 3 du circulateur de la référence (Cir2).



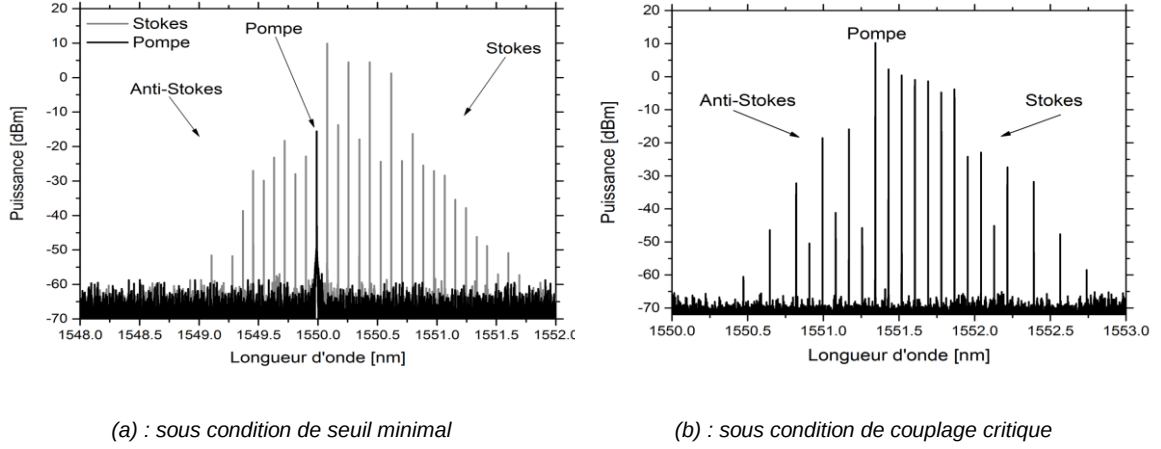
3-15 : Architecture du laser Brillouin multi-Stokes 2R-SMFPM-LBF

(Att : atténuateur optique, C (X, 0, 1, 2, 3, Y) : coupleurs optiques, Cir (1, 2) : circulateurs optiques, L : longueur de l'anneau, PZT : transducteur piézo-électrique, BOSA : analyseur de spectre optique, mW : puissance-mètres)

Contrairement aux cavités lasers Brillouin en pompage résonant déjà étudiées dans la littérature, nous avons décidé de séparer le signal de pompe du signal de référence. En effet, pour éviter de trop grandes fluctuations dans le système d'asservissement, le signal de référence doit être constant et filtré.

Nous utilisons un laser de type OEwaves (largeur de raie inférieure à 300 Hz) comme laser de pompe à 1550 nm. On cherche le taux de coupage du coupleur variable qui permettrait d'avoir le seuil minimal pour le Stokes d'ordre 1 et donc de générer le plus d'ondes Stokes possible avec la puissance de Pompe maximum disponible. Comme on peut le voir sur la figure 3-16(a), l'observation au BOSA, à la sortie du circulateur des ordres impairs (Cir1 #3) (les puissances des ondes Stokes d'ordres impairs apparaissent donc plus importantes), donne un spectre multi-Stokes contenant plus d'une douzaine d'ondes Stokes d'ordre supérieur lorsque la puissance de Pompe injectée approche les 700 mW. Plus d'une demi-douzaine d'ondes anti-Stokes d'ordre supérieur sont aussi observables. Elles sont liées soit au transfert incomplet des photons des modes anti-Stokes ou à d'autres phénomènes de mélanges d'onde non-

linéaires (induits par la diffusion Rayleigh, mélange 4 ondes, ...). Le décalage Brillouin au premier ordre vaut environ 10,86 GHz.



3-16 : Spectre du laser multi-Stokes 2R-SMFPM-LBF pour 700 mW de pompe

Sous la condition de seuil laser minimal ($\kappa \approx \sqrt{\kappa_r}$), le seuil laser Brillouin du premier ordre pour la cavité en pompage résonant est atteint pour 10,2 mW de pompe, soit 6 fois plus faible que le seuil laser Brillouin du premier ordre pour la cavité en pompage non-résonante (voir figure 3-13(a)). La troisième colonne du tableau 3-3 donne la puissance de seuil laser Brillouin des 7 premiers ordres Stokes sous la condition de seuil minimal. La puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 7 est atteinte lorsque la puissance de Pompe injectée vaut 652,8 mW. Donc lorsque l'on approche les 700 mW de Pompe disponible, seulement les 7 premières ondes Stokes sont susceptibles d'avoir un effet laser même si l'on peut observer plus d'une douzaine.

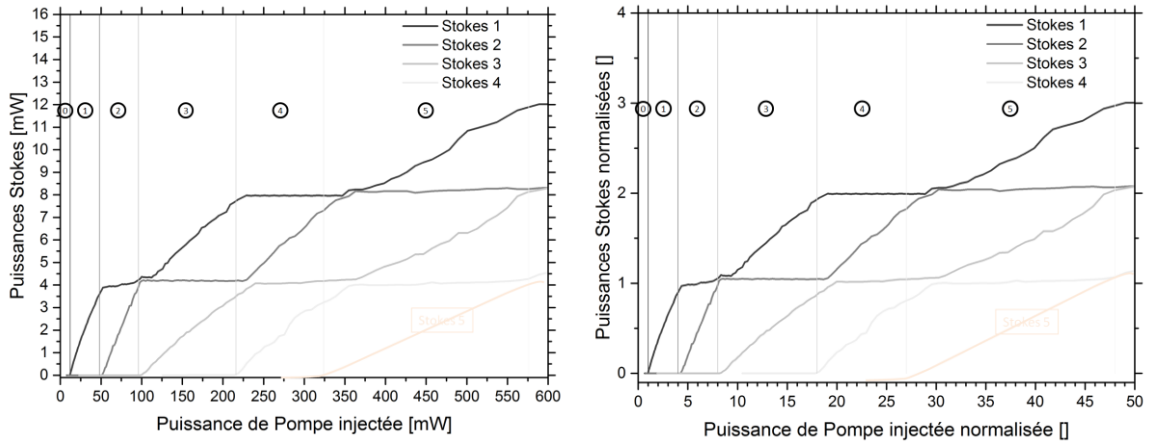
Ordre Stokes	$\frac{P_{thSN}}{P_{thS1}}$	$P_{thS1}[\text{mW}]$ pour $k \approx \sqrt{k_r}$	$P_{thS1}[\text{mW}]$ pour $k \approx k_r$
1	1	10,2	12
2	4	40,8	48
3	8	81,6	96
4	18	183,6	216
5	27	275,4	324
6	48	489,6	576
7	64	652,8	768

3-3 : Puissance de seuil laser des 7 premiers ordres Stokes du laser 2R-SMFPM-LBF

Pour la suite de notre travail, nous utilisons le laser Koheras-Adjustik comme laser de pompe. En plus d'être très cohérent (largeur de raie proche du kilohertz), il offre l'avantage d'être très stable et facile à

mettre en œuvre (par rapport au laser OEwaves). Le décalage Brillouin au premier ordre observé autour de la longueur d'onde de travail ($\lambda = 1551,35 \text{ nm}$) est de 10,85 GHz (voir figure 3-16(b)).

Nous travaillerons aussi sous condition de couplage critique ($\kappa \approx \kappa_r$). Comme nous l'avons vu dans la section 3.3 sur le rendement du laser Brillouin à fibre en pompage résonant, celui-ci s'améliore sous la condition de couplage critique ($\gamma = 25\%$) par rapport à la condition de seuil minimal ($\gamma = 11\%$), alors que la puissance de seuil laser n'augmente que d'environ 18%. L'onde Stokes de premier ordre atteint alors son seuil laser à 12 mW de puissance de Pompe incidente. Lorsque la puissance de Pompe atteint les 700 mW disponibles, 6 ondes Stokes sont susceptibles de laser (voir tableau 3-3). Le spectre de la figure 3-16(b) a été obtenu en recombinaison la sortie des ondes Stokes d'ordres impairs (Cir1) et celle des ondes Stokes d'ordres pairs (Cir2) comme sur la figure 3-15. D'où les niveaux de puissance différents de la Pompe et des ondes Stokes d'ordres pairs de la figure 3-16(b) par rapport à la figure 3-16(a).



(a) : Puissances Stokes mesurées pour le laser 2R-SMFPM-LBF

(b) : Puissances Stokes mesurées pour le laser 2R-SMFPM-LBF normalisées

3-17 : Puissances du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 1, 2, 3 et 4

Les puissances des 4 premières ondes Stokes ont été mesurées et représentées sur la figure 3-17 en fonction de la puissance de Pompe injectée. Dans la zone 0, la puissance de la Pompe (S_0) circulant dans la cavité croît avec la puissance de la Pompe incidente. Dans la zone 1, S_0 atteint la puissance critique (P_{th}), et génère une onde Stokes d'ordre 1 (S_1) qui commence à laser lorsque la condition d'oscillation laser dans la cavité est satisfaite. La puissance de S_1 augmente avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente tandis que S_0 sature à la puissance critique (P_{th}). Il y a un transfert d'énergie de S_0 à S_1 . Dans la zone 2, S_1 atteint la puissance critique (P_{th}); elle génère, à son tour, une onde Stokes d'ordre 2 (S_2), qui commence à laser lorsque la condition d'oscillation laser dans la cavité est satisfaite. La puissance de S_2 augmente avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente tandis que S_1

sature à la puissance critique (P_{th}). Il y a aussi un transfert d'énergie de S_1 à S_2 . Dans la zone 3, S_2 atteint la puissance critique (P_{th}) et génère, elle aussi, une onde Stokes d'ordre 3 (S_3), qui commence à laser lorsque la condition d'oscillation laser dans la cavité est satisfaite. Lorsqu'on augmente la puissance de Pompe incidente, la puissance de S_1 et de S_3 augmente tandis que la puissance de S_0 sature à $2P_{th}$ et celle de S_2 à P_{th} . Il y a aussi un transfert d'énergie de S_0 à S_1 , puis à S_2 , puis S_3 . La conservation d'énergie s'exprime : $P_{S0} - P_{S2} = P_{th}$ et $P_{S1} - P_{S3} = P_{th}$. Et ainsi de suite, pour la génération des ondes Stokes d'ordres supérieurs.

Sur la figure 3-17(b), la puissance de Pompe incidente est normalisée par rapport à la puissance de seuil du laser Brillouin d'ordre 1 (P_{thS1}) et la puissance du laser Brillouin est normalisée par rapport à la puissance critique (P_{th}). Les fenêtres Brillouin sont alors clairement définies en fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1. La zone 1 commence à $1P_{thS1}$, la 2 à $4P_{thS1}$, la 3 à $8P_{thS1}$, la 4 à $18P_{thS1}$, et ainsi de suite comme nous pouvons le voir sur le tableau 3-1.

3.7 Conclusion

L'étude réalisée dans ce chapitre nous permet de conclure que la qualité du laser Brillouin à fibre optique en anneau dépend fondamentalement du taux de réinjection en intensité ($R = \kappa \kappa_r$) de l'onde Stokes dans l'anneau. Rappelons que κ est le coefficient de couplage en intensité du coupleur dans le même guide et κ_r , le coefficient de transmission en intensité sur un tour de cavité.

Pour une fibre optique standard en silice ($\Delta\nu_{BS} \approx 10 \text{ MHz}$), le laser Brillouin en anneau est mono-fréquence lorsque la longueur physique de l'anneau ne dépasse pas une vingtaine de mètre. Pour $L = 20 \text{ m}$, on a estimé $\kappa_r \approx 0,95$ en considérant les pertes linéiques dans la fibre, les pertes d'insertion dans le coupleur et les pertes ponctuelles des soudures. La puissance minimale de seuil Brillouin dans l'anneau est atteinte pour $\kappa = \sqrt{\kappa_r} \approx 0,97$ mais le rendement du laser Brillouin ne vaut que 11 %. Pour augmenter ce rendement, il faut choisir $\kappa < \sqrt{\kappa_r}$. Le meilleur compromis est trouvé pour $\kappa = \kappa_r \approx 0,95$ (condition de couplage critique). Sous cette condition, la puissance de seuil Brillouin dans l'anneau est 18 % plus élevée que le seuil minimal mais le rendement passe à 25 %. La finesse de la cavité vaut alors 50. Principalement parce que la fibre utilisée est à maintien de polarisation, la puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant est environ 2 fois plus faible que celle du laser Brillouin classique (à fibre optique monomode standard en silice en pompage non-résonant). En pompage résonant et pour une même fibre, elle peut être jusqu'à 16 fois plus faible (figure 3-3). La puissance de seuil du laser Brillouin à fibre optique à maintien de polarisation en silice en pompage résonant est environ 32 fois plus faible que celle du laser Brillouin classique.

La longueur de l'anneau du laser Brillouin étudié ici fait 16 m . Le coefficient de transmission en intensité sur un tour de cavité ne dépasse pas $\kappa_r \approx 0,87$. La puissance de seuil laser estimée pour la condition couplage critique vaut autour de $P_{thS1} = 10,5 \text{ mW}$ et la finesse de la cavité, autour de 30. Ces valeurs

correspondent parfaitement avec nos mesures. Connaissant P_{thS1} , nous avons aussi estimé la puissance de seuil laser des 7 premières ondes Stokes et confirmé expérimentalement ces valeurs (figure 3-17).

Nous présentons au chapitre 4 suivant, la mesure du bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau. La cohérence du laser Brillouin est rapportée au chapitre 5. Ces derniers chapitres du manuscrit constituent la principale contribution de ces travaux de recherche qui consiste en la première démonstration de la réduction du bruit d'intensité et de fréquence du laser Brillouin pour des ordres Stokes supérieurs à 1.

Chapitre 4

Bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau

4 Bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau

Dans le chapitre 3 précédent, nous avons étudié la finesse et le taux de réinjection et de pertes de la cavité Brillouin. Nous avons aussi mesuré la puissance de seuil, le rendement et l'efficacité du laser Brillouin d'ordre N . Le présent chapitre (chapitre 4) et le suivant (chapitre 5) sont dédiés respectivement au bruit d'intensité et de fréquence du laser Brillouin. Pour les différentes caractéristiques considérées, nous ferons une étude comparative entre les valeurs pour l'onde Pompe et celles pour l'onde Stokes. Pour le laser Brillouin étudié, nous comparons sa largeur de raie, son bruit de fréquence et son bruit d'intensité à ceux du laser de pompe utilisé.

Le choix des composants tels que circulateurs optiques et coupleurs optiques (ou cubes séparateur) constituant l'anneau est important pour avoir une bonne efficacité ou une bonne finesse. Mais, les caractéristiques du laser Brillouin à fibre optique ne dépendent pas seulement de la fibre utilisée ou de l'architecture considérée. Les intensités et phases des ondes Pompe, Stokes et Acoustique étant couplées, les caractéristiques du laser Brillouin dépendent aussi de celles du laser de Pompe. Toutes fluctuations d'intensité ou de fréquence de l'onde Pompe entraîneront des fluctuations d'intensité ou de fréquence de l'onde Stokes.

Dans les systèmes de communications optiques par exemple, le bruit d'intensité affecte la qualité de la transmission de signaux [146]. Ainsi, le bruit d'intensité est un paramètre important à étudier lorsqu'on veut caractériser un laser. En ce qui concerne le laser Brillouin à fibre optique, il y a très peu de résultats expérimentaux sur le bruit d'intensité. En dépit des prédictions de *L. Stépien* [147] en 2002, très rares sont les mesures qui confirment la réduction de bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique par rapport à la Pompe. Certaines mesures exhibent une réduction de 5 à 8 dB du bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 1 en pompage non-résonant par rapport à celui de son laser de pompe [98]. Tandis que d'autres montrent jusqu'à 20 dB de réduction à certaines fréquences dans un laser Brillouin d'ordre 1 [134] en pompage résonant.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de notre étude expérimentale du bruit d'intensité des lasers Brillouin à fibre optique en anneau. Le bruit d'intensité du laser Brillouin sera étudié en pompage non-résonant et en pompage résonant. À la fin de ce chapitre, nous serons en mesure de proposer une description de l'évolution du bruit d'intensité du laser Brillouin en fonction de la puissance de Pompe incidente dans la cavité. En particulier, nous verrons l'impact de la génération d'une onde Stokes d'ordre $N + 1$ sur le processus de réduction du bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre N . Ce qui nous permet, du même coup, de comprendre la différence dans les valeurs de réduction observées en pompage non-résonant (5 à 8 dB) et en pompage résonant (20 dB). En fait, nous montrerons que la saturation de la

puissance de l'onde Stokes circulant dans la cavité est une condition nécessaire pour mesurer un bruit d'intensité du laser Brillouin correspondant, plus faible que celui du laser de pompe.

Avant d'arriver aux résultats, nous commencerons, dans la section 4.1 suivante, par décrire la technique de mesure que nous allons utiliser pour déterminer le bruit d'intensité des lasers étudiés.

4.1 Technique de mesure du bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau

D'une manière générale, les performances d'un laser, en termes de bruit d'intensité, sont évaluées par son bruit d'intensité relatif (*RIN* en anglais pour *Relative Intensity Noise*) qui correspond aux variations absolues d'intensité rapportées à l'intensité moyenne du laser (donnée en W/m²).

$$\tilde{\delta I}(t) = \frac{\delta I(t)}{\langle I \rangle} \quad 4-1$$

En effet, l'intensité $I(t)$ d'un laser fonctionnant en régime continue fluctue toujours d'une quantité $\delta I(t)$ autour d'une valeur moyenne $\langle I \rangle$.

$$I(t) = \langle I \rangle + \delta I(t) \quad 4-2$$

On définit le *RIN* comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation des fluctuations relatives d'intensité $C_{\tilde{\delta I} \tilde{\delta I}}(\tau)$ du laser. Soit :

$$RIN(\nu) = S_{\tilde{\delta I} \tilde{\delta I}}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\tilde{\delta I} \tilde{\delta I}}(\tau) e^{-i 2\pi \nu \tau} d\tau \quad 4-3$$

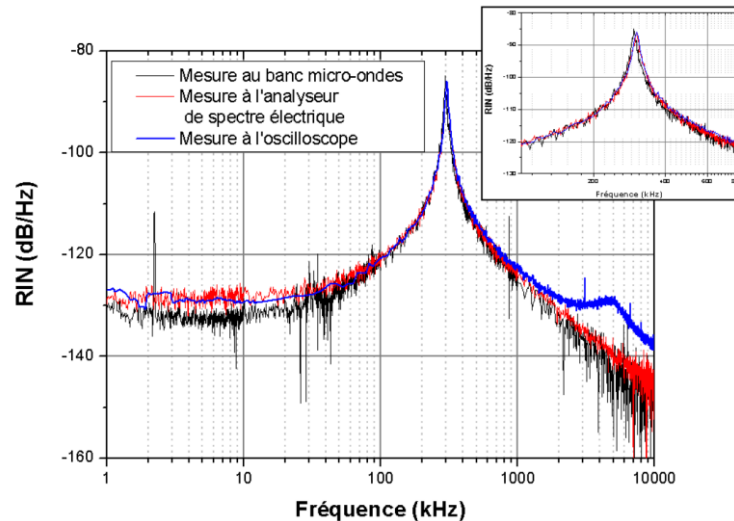
avec :

$$C_{\tilde{\delta I} \tilde{\delta I}}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \tilde{\delta I}(t) \tilde{\delta I}(t - \tau) dt \quad 4-4$$

Le *RIN* représente donc la densité spectrale des fluctuations relatives d'intensité du laser. C'est le rapport entre l'écart quadratique moyen de l'intensité (bruit) du laser et le carré de l'intensité moyenne, à une fréquence ν et dans une bande spectrale de $B = 1 \text{ Hz}$. La définition peut également être donnée en termes de puissance (reliée à l'intensité optique par une surface effective d'éclairement).

$$RIN(\nu) = \frac{1}{B} \frac{\langle \delta I^2 \rangle}{\langle I_{opt} \rangle^2} = \frac{1}{B} \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad 4-5$$

Le bruit d'intensité peut être mesuré de diverses manières. Pour étudier le *RIN* d'un laser à fibre optique dopée à l'erbium à contre-réaction distribuée, O. Vaudel *et al.* [148] ont comparé trois différentes méthodes de mesure. Les courbes de *RIN* obtenues sont représentées sur la figure 4-1. Un maximum (-85 dB/Hz) correspondant au pic de relaxation du laser est observé aux alentours de 300 kHz (partie zoomée sur la figure). Les différentes courbes montrent un *RIN* plutôt constant avant le pic de relaxation et un *RIN* décroissant après celui-ci. La bosse autour de 5 MHz, visible sur la courbe obtenue avec l'oscilloscope (en bleu), est liée à l'amplificateur trans-impédance utilisé pour la mesure.



4-1 : *RIN* d'un laser à fibre optique dopée à l'erbium à contre-réaction distribuée (DFB-FL) [148]

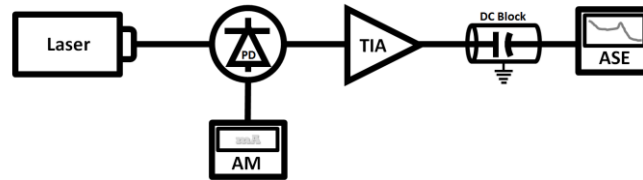
(Le *RIN* du laser a été mesuré avec trois méthodes différentes. Le zoom sur le pic de relaxation du laser ($RIN_r = -85$ dB/Hz) permet de déterminer la fréquence de relaxation $\nu_r = 300$ kHz)

Dans cet exemple, le spectre de bruit d'intensité du laser, monomode, est dominé par un pic qui apparaît à la fréquence de relaxation ν_r du laser. Le bruit d'intensité du laser est constant pour des fréquences inférieures à ν_r , et décroît rapidement vers des valeurs très faibles ($RIN < -140$ dB/Hz) pour des fréquences supérieures à ν_r . Lorsque des bruits basses fréquences ($f < 300$ kHz) sont prédominants dans un laser, la densité spectrale de puissance présente une remontée quand on va vers les très basses fréquences. Le bruit d'intensité avant la fréquence de relaxation n'est plus constant. Il comprend un bruit en excès (bruit basse-fréquence en $1/f$), dépendant de l'intensité du laser.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous nous préoccupons particulièrement de la mesure expérimentale du *RIN* du laser Brillouin à fibre optique en anneau. À cette fin, nous utilisons une technique de mesure directe à l'analyseur de spectre électrique (ASE) de la densité spectrale de puissance du signal détecté.

Le système de détection comprend :

- une photodiode avec une bande passante de DC - 1 GHz ;
- un amplificateur trans-impédance avec une bande passante variable en fonction du gain ;
- un module DC-Block qui supprime la composante continue du signal électrique afin d'éviter d'endommager l'analyseur de spectre électrique ;



4-2 : Banc de mesure de bruit d'intensité

(PD : photo-détecteur, AM : ampère-mètre, TIA : amplificateur trans-impédance, ASE : analyseur de spectre électrique)

La densité spectrale de puissance S_{Total} recueillie sur l'analyseur de spectre électrique contient non seulement la densité spectrale de puissance du bruit d'intensité (*Relative Intensity Noise* en anglais) de la source optique à étudier S_{RIN} mais aussi celle du bruit de fond (*Background Noise* en anglais) S_{BN} et la densité spectrale de puissance du bruit de grenaille (*Shot Noise* en anglais) liée à la détection S_{SN} . La densité spectrale de puissance détectée à l'analyseur de spectre électrique est la somme de ces trois sources de bruit. N'étant pas corrélées entre elles (indépendance des trois processus aléatoires), on peut écrire :

$$S_{Total} = S_{BN} + S_{SN} + S_{RIN} \quad 4-6$$

Pour pouvoir calculer le bruit d'intensité du laser, il est important de connaître les valeurs de S_{BN} et de S_{SN} afin de les éliminer. Trois acquisitions sont alors nécessaires :

1. Une première acquisition sans flux optique sur la photodiode pour déterminer le bruit de fond S_{BN} .
2. Une deuxième acquisition avec une source de référence ayant un RIN négligeable sur la photodiode pour déterminer le bruit de grenaille S_{SN} . Comme il n'est pas toujours évident de faire la mesure avec le même photo-courant I , le bruit de grenaille est normalisé par rapport au photo-courant de cette acquisition. Il suffit de multiplier par I pour retrouver S_{SN} .

$$S_{SN} = S_{SN}^{Norm} I \quad 4-7$$

3. Une troisième acquisition avec la source laser à étudier qui contient toutes les sources de bruit S_{Total} . Le RIN du laser est obtenu à partir du calcul :

$$S_{RIN} = S_{Total} - S_{BN} - S_{SN} \quad 4-8$$

4.1.1 Évaluation du bruit de fond

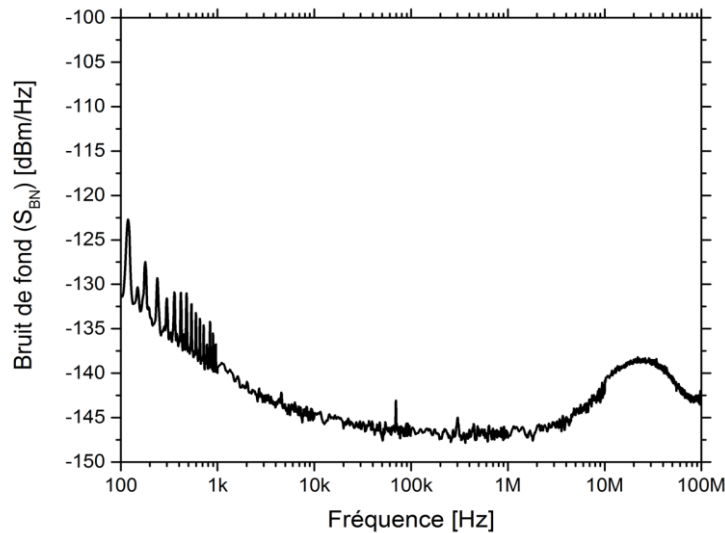
Par définition, le bruit de fond est totalement indépendant du signal optique reçu sur le détecteur mais dépend des appareils présents le long de la chaîne de détection. Il se mesure directement sans signal optique sur le détecteur. Il se décompose en un *bruit intrinsèque*, généré par le dispositif lui-même, et d'un *bruit externe*, capté par le dispositif dont l'origine n'est pas clairement identifiée. En télécommunication optique, le bruit de fond inclut le bruit thermique²⁵ et le bruit en excès de la chaîne de détection.

La densité spectrale de puissance du bruit thermique est donnée par la relation :

$$S_{TN} = 4k_B T B \quad 4-9$$

où $k_B = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ représente la constante de *Boltzmann*, T la température absolue en *Kelvin* et B la bande passante de détection considérée.

Cette formule permet de prévoir le bruit minimum présent sur le système de mesure et donc sa limite de détection.



4-3 : DSP du bruit de fond de la chaîne de détection

²⁵ Le bruit thermique, également nommé bruit de résistance, ou bruit de Johnson ou bruit de Johnson-Nyquist est le bruit généré par l'agitation thermique des porteurs de charges, c'est-à-dire des électrons dans une résistance électrique en équilibre thermique. Plus la température est élevée, plus les électrons sont agités et plus le bruit thermique augmente.

Le bruit en excès est lié aux composants électroniques (photodiode, amplificateur, analyseur de spectre électrique) utilisés dans le système de mesure. Généralement appelé, bruit de scintillement ou bruit en $1/f$ ou *flicker noise*, le bruit en excès est la conséquence de plusieurs processus aléatoires [149], [150] (fluctuations du nombre de porteurs [151], fluctuations de la mobilité des porteurs [152]–[154]) et est dû à la présence d'impuretés et de défauts de la structure lors de la fabrication des composants électroniques. Il peut devenir gênant pour des fréquences inférieures à quelques kHz.

La densité spectrale du bruit de fond détermine la sensibilité du banc de mesure. Pour être mesurable, la densité spectrale du bruit de grenaille ou d'intensité du laser ne doit pas être masquée par le bruit de fond. Le bruit de fond est encore appelé bruit «Plancher ».

La densité spectrale du bruit de fond S_{BN} obtenue sans éclairer la photodiode est représentée sur la figure 4-3. On remarque :

- Une contribution en $1/f$ dans les basses fréquences (< 10 kHz) ;

Entre 100 Hz et 1 kHz, des fréquences multiples du 50 Hz de la prise électrique sont observables. L'amplitude de ces harmoniques est d'autant plus élevée que le gain de l'amplificateur trans-impédance utilisé est élevé.

- Un plateau entre 10 kHz et 10 Mhz ;

Cette partie du spectre est principalement affectée par l'analyseur de spectre électrique utilisé. Quelques pics sont observables autour de la centaine de kHz.

- Une remontée du bruit au-delà de 10 MHz due à l'amplificateur trans-impédance utilisé qui offre une bande-passante de 14 MHz.

4.1.2 Évaluation du bruit de grenaille

Contrairement au bruit de fond, le bruit de grenaille²⁶ est une fonction du photo-courant généré. La densité spectrale de bruit de grenaille varie linéairement avec la puissance optique détectée dans la région linéaire du détecteur. Si $H(f)$ est la fonction de transfert de la chaîne de détection, alors la densité spectrale de puissance du bruit de grenaille s'écrit :

$$S_{SN} = |H(f)|^2 2qZI \quad 4-10$$

où q ($= 1,602 \cdot 10^{-19}$ C) est la charge électronique, Z la résistance de charge du détecteur et I le photo-courant moyen.

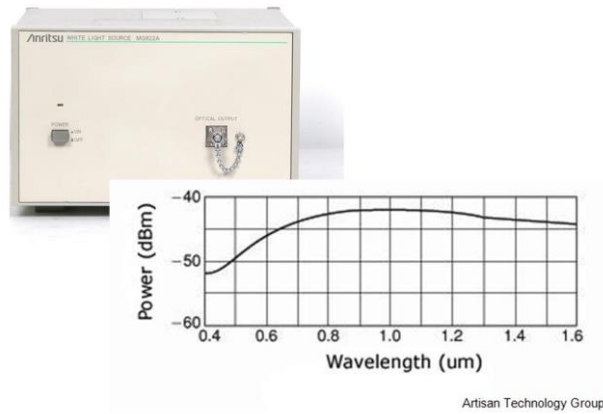
²⁶ Le bruit de grenaille, également nommé bruit de Schottky ou bruit quantique est un bruit électronique causé par le fait que le courant électrique n'est pas continu mais constitué de porteurs de charge élémentaires.

Pour évaluer le bruit de grenaille de notre système de mesure, il faut utiliser une source de référence ayant un bruit d'intensité relatif négligeable (devant le bruit de grenaille). Les sources de lumière blanche sont des bons candidats pour cette mesure, ou alors des sources cohérentes tels les lasers à fibres DFB dans la bande au-dessus de 10 MHz. En effet, la densité spectrale de puissance du photo-courant produit par un détecteur éclairé par une source thermique non-polarisée [155] peut s'écrire :

$$S_{WS} = |H(f)|^2 \left(2qZI + \frac{ZI^2}{\Delta\nu} \right) \quad 4-11$$

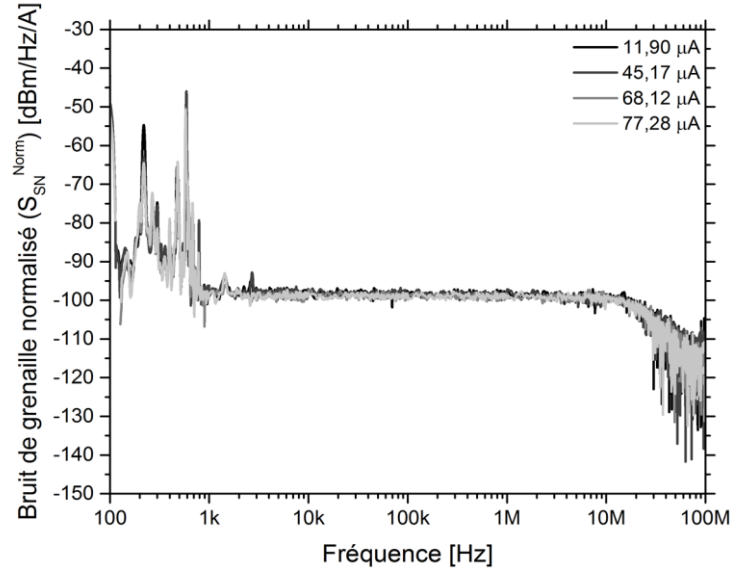
Donc pour une source blanche de large bande $\Delta\nu$ et pour un faible photo-courant moyen I , le bruit d'intensité relatif de la source (le deuxième terme du membre de droite de la relation 4-11) peut être négligé devant le bruit de grenaille (le premier terme du membre de droite de la relation 4-11).

Pour nos mesures, nous utilisons une source de lumière blanche à halogène « Anritsu MG922A White Light Source » émettant entre 400 nm et 1600 nm avec une puissance de -60 dBm (figure 4-4).



4-4 : Spectre de puissance de la source « Anritsu MG922A White Light Source »

Pour s'assurer que la densité spectrale de puissance mesurée correspond effectivement à celle du bruit de grenaille, nous vérifions la linéarité des mesures avec le photo-courant. Si le bruit d'intensité relatif n'est pas négligeable, on aura un comportement non-linéaire. Pour s'en rendre compte, on trace les courbes des densités spectrales de puissance normalisées au photo-courant I . Comme nous pouvons le voir sur la figure 4-5, toutes les courbes sont constantes et se confondent parfaitement dans la bande 1 kHz – 10 MHz. Le bruit de grenaille normalisé peut être approximé à la valeur $S_{SN}^{Norm} \approx -99 \text{ dBm/Hz/A}$ sur toute la bande de mesure. Les pics qui apparaissent entre 100 Hz et 1 kHz sont caractéristiques du laser de référence.



4-5 : DSP du bruit de grenaille normalisé par le photo-courant I

Quantitativement, la densité spectrale de puissance du bruit de grenaille normalisée par le photo-courant I est donnée par la relation :

$$S_{SN}^{Norm} = |H(f)|^2 2qZ \quad 4-12$$

4.1.3 Détermination du bruit d'intensité relatif (RIN) du laser Brillouin à fibre

La densité spectrale du bruit d'intensité du laser est donnée par la relation suivante :

$$S_{RIN} = |H(f)|^2 Z I^2 10^{\frac{RIN}{10}} \quad 4-13$$

Dans cette expression, le RIN est exprimé en dB/Hz. Les trois acquisitions recueillies sont des densités spectrales de puissance. Pour obtenir le RIN du laser, remplaçons les expressions du S_{SN} et du S_{RIN} dans la relation 4-8.

$$|H(f)|^2 Z I^2 10^{\frac{RIN}{10}} = S_{Total} - S_{BN} - S_{SN}^{Norm} I \quad 4-14$$

Pour éliminer la fonction de transfert $H(f)$ dont nous ne connaissons pas, à priori, la valeur ; il suffit de la déduire directement de l'équation 4-12 du bruit de grenaille normalisée.

$$\frac{S_{SN}^{Norm}}{2qZ} Z I^2 10^{\frac{RIN}{10}} = S_{Total} - S_{BN} - S_{SN}^{Norm} I \quad 4-15$$

Ainsi donc, à partir des trois acquisitions faites ; nous obtenons la valeur du RIN du laser sous test en appliquant la relation :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[\frac{2q}{I} \left(\frac{S_{Total} - S_{BN} - S_{SN}^{Norm} I}{S_{SN}^{Norm} I} \right) \right] \quad 4-16$$

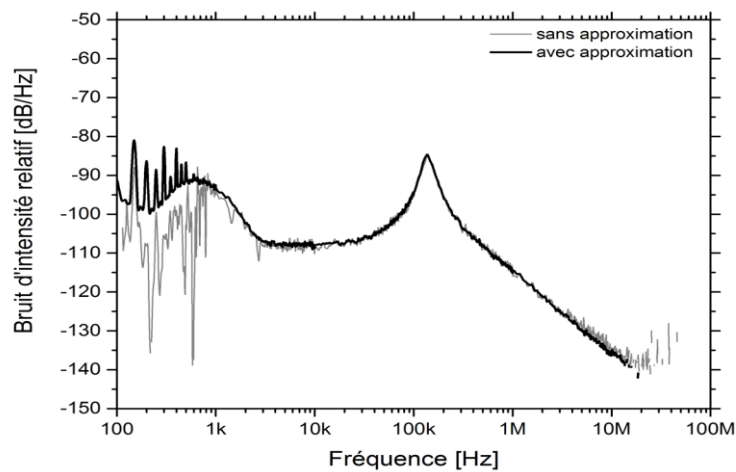
ou simplifiée :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[\frac{2q}{I} \left(\frac{S_{Total} - S_{BN}}{S_{SN}^{Norm} I} - 1 \right) \right] \quad 4-17$$

Comme les densités spectrales de puissances données par l'analyseur de spectre électrique sont en dBm/Hz. Il est prudent de réécrire le RIN sous la forme :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[\frac{2q}{I} \left(10^{\frac{S_{Total} - S_{BN} - S_{SN}^{Norm} - \log_{10}(I)}{10}} - 1 \right) \right] \quad 4-18$$

Sur la figure 4-6, nous traçons le RIN mesuré à partir de notre banc. La courbe en gris (sans approximation) est obtenue en remplaçant dans l'équation 4-18 les valeurs mesurées du S_{SN}^{Norm} . Celle en noir (avec approximation) est obtenue en considérant $S_{SN}^{Norm} = -99 \text{ dBm/Hz/A}$. Comme nous pouvons le voir, les deux courbes ne diffèrent qu'entre 100 Hz et 1 kHz, où les pics caractéristiques du laser de référence subsistent sur la mesure sans approximation. Dans la suite, nous considérons la mesure avec la valeur approximée du bruit de grenaille normalisée au photo-courant. Les pics à 150 Hz, 200 Hz, ... correspondent aux harmoniques du 50 Hz de notre alimentation électrique, que nous retrouvons aussi sur le bruit Plancher. Pour les fréquences supérieures à 10 MHz, la densité spectrale de puissance des fluctuations d'intensité mesurées est imitée par le bruit Plancher du banc de mesure. D'où l'absence de valeurs pour ces fréquences.



4-6 : RIN typique d'un laser à fibre (Koheras-Adjustik @ 7 mW et 1551,5 nm)

Les valeurs obtenues ici, correspondent parfaitement aux données du constructeur et aux mesures de RIN du laser Koheras-Adjustik rapportées dans la littérature [63].

Dans la suite du document, nous considérons comme correctes les mesures de la bande de fréquences de 1 kHz à 10 MHz. Nous pouvons toujours extrapoler pour les fréquences inférieures au kHz. Mais il faut garder à l'esprit que ce système de mesure comme tous les systèmes à fibres optiques est très sensible aux bruits dans les très basses fréquences (inférieures au kHz). Nous rappelons que la limite dans les hautes fréquences est fixée (dans notre cas) par la bande passante de l'amplificateur trans-impédance utilisé qui est de 14 MHz.

4.2 Mesures expérimentales du bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau

Dans cette section, nous présentons les résultats de nos mesures expérimentales du bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau. Les résultats de la section 4.2.1 portent sur le laser Brillouin en pompage non-résonant avec circulateur optique tel que schématisé sur la figure 3-12. Ceux de la section 4.2.2 porteront sur le laser Brillouin en pompage résonant de la figure 3-15.

4.2.1 Bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant

Le bruit d'intensité des lasers Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant a été étudié, en 2002, par *L. Stépien et al.* [147], [156]. Ils ont alors déterminé théoriquement les fonctions de transfert des fluctuations de l'intensité de la Pompe et du coefficient de réinjection du laser Brillouin. L'étude de ces fonctions de transfert a permis de dire que le laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant devrait se comporter comme un filtre passe-bas pour les fréquences inférieures à l'intervalle spectral libre de la cavité ($f < ISL_r$) au-delà du seuil laser Brillouin (de premier ordre) et son bruit d'intensité devrait diminuer avec l'augmentation du taux de pompage. Le plus souvent toutefois, les résultats expérimentaux montrent plutôt une dégradation du bruit d'intensité du laser Brillouin [134], [147]. Seulement quelques dB de réduction ont été rapportés dans la littérature pour les lasers Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant. *K. Hey-Tow et al.*, ont étudié expérimentalement le bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique microstructurée en verre de chalogénures. Nous avons montré une réduction du RIN de 5 dB lorsque le laser Brillouin est pompé à 2 fois son seuil laser [97], puis de 8 dB à 10 fois le seuil laser [98] (ce qui correspondait à peu près à 2 fois la puissance de seuil du laser

Brillouin de deuxième ordre dans une cavité en pompage non-résonant). Nous discuterons plus en détails ces résultats à la fin de la section.

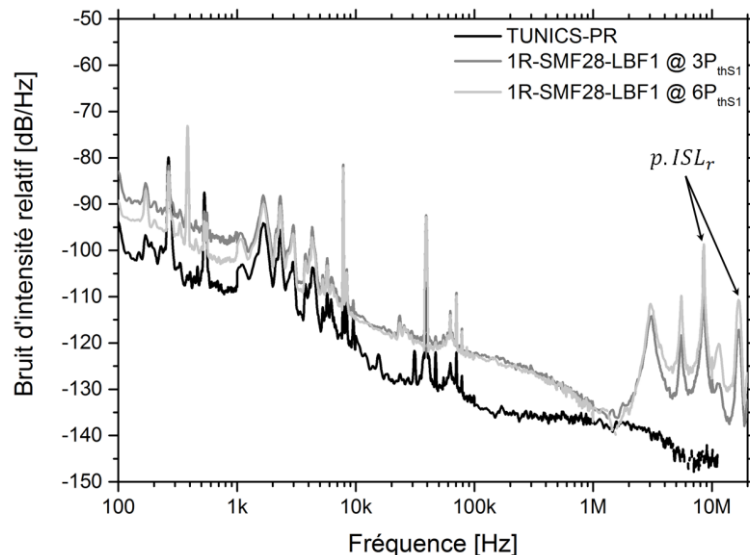
Dans le cadre de nos travaux, nous étudions le bruit d'intensité des lasers Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant 1R-SMF28-LBF1 et 1R-SMFPM-LBF1. Les deux lasers ont la même architecture (voir figure 3-12) et un taux de pertes similaire (voir tableau 5-1). La caractérisation en puissance de ces deux lasers est donnée à la section 3.6.1.

Le laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1 a une cavité à fibre optique monomode standard en silice en anneau avec circulateur. Le signal du laser de pompe est amplifié grâce à un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) avant d'être injecté dans la cavité. Un coupleur 90/10 permet de récupérer le signal laser.

Quant au laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1, il est constitué d'une cavité à fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation en anneau avec circulateur et un coupleur 95/5 permet de récupérer le signal de sortie du laser.

4.2.1.1 Bruit d'intensité relatif du laser Brillouin à fibre optique 1R-SMF28-LBF1

Pour pomper la cavité Brillouin 1R-SMF28-LBF1, nous utilisons un laser TUNICS-PR (voir Annexe 6) dont le signal est amplifié grâce à un EDFA. Un atténuateur optique variable permet de faire varier la puissance de Pompe incidente dans la cavité. La puissance de Pompe incidente maximale vaut environ 600 mW et la puissance de seuil laser Brillouin, environ 90 mW (voir section 3.6.1).



4-7 : Bruit d'intensité relatif du laser TUNICS-PR vs 1R-SMF28-LBF1 pour des puissances de Pompe incidente différentes

Selon les prédictions de *L. Stépien*, il faut pomper la cavité Brillouin bien au-delà de son seuil laser pour apprécier une réduction de son bruit d'intensité. Nous représentons, sur la figure 4-7, le *RIN* en fonction de la fréquence, du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1, pompé à $3P_{thS1}$ et à $6P_{thS1}$.

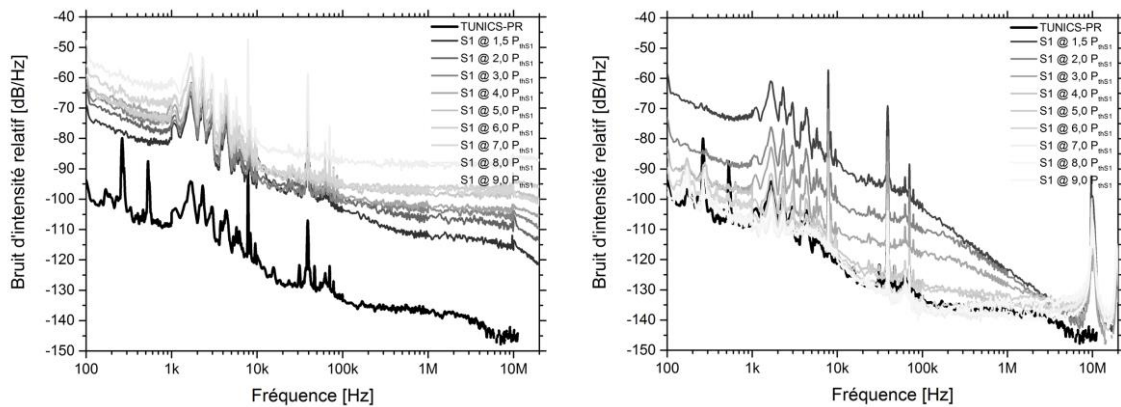
Comme nous pouvons le voir sur la figure 4-7, la signature du laser TUNICS-PR est parfaitement transmise aux courbes de bruit d'intensité du laser Brillouin. Le laser Brillouin se comporte bien comme un filtre passe-bas pour les fréquences $f < 0,5 ISL_r$ ($ISL_r = 8,5 \text{ MHz}$). Néanmoins son bruit d'intensité n'est pas réduit par rapport à celui du laser TUNICS-PR.

Nous observons aussi, des pics de résonance autour de fréquences multiples de l'intervalle spectral libre (ISL_r) de la cavité (à 8,5 MHz et 17 MHz sur la figure) et autour de 3 MHz, 5,5 MHz et 11 MHz, qui correspondent probablement à des battements entre modes longitudinaux sous la bande de gain Brillouin ($ISL_r < \Delta\nu_B$).

4.2.1.2 Bruit d'intensité relatif du laser Brillouin à fibre optique 1R-SMFPM-LBF1

La cavité Brillouin 1R-SMF28-LBF1 ($P_{thS1}^{non-PM} \approx 90 \text{ mW}$) est remplacé par la cavité Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 ($P_{thS1}^{PM} \approx 60 \text{ mW}$). Avec la puissance de Pompe disponible, nous pouvons pomper la cavité 1R-SMFPM-LBF1 jusqu'à 10 fois son seuil laser Brillouin.

Sur la figure 4-8, le *RIN* du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 est représenté, en fonction de la fréquence, pour des puissances de Pompe incidente différentes.



(a) : RIN de la Pompe transmise

(b) : RIN du laser Brillouin

4-8 : Bruit d'intensité relatif du laser TUNICS-PR vs 1R-SMFPM-LBF1 pour des puissances de Pompe incidente différentes

Proche du seuil laser Brillouin en pompage non-résonant, le bruit d'intensité de la Pompe transmise (circulante dans la cavité) augmente lorsque l'on augmente la puissance de la Pompe injectée (figure 4-8(a)). La cavité Brillouin se comporte comme un intégrateur dans les basses fréquences et le bruit de la Pompe est transféré au laser Brillouin, qui voit son bruit d'intensité augmenter à son tour (figure 4-8(b)). Bien au-delà de son seuil, le laser Brillouin voit son bruit d'intensité relatif diminuer jusqu'à atteindre le même niveau de bruit que celui de la Pompe.

En haute fréquence, le *RIN* du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 est dominé par un pic de résonance autour de 10 MHz ($L \approx 20$ m) et ses harmoniques. Cette fréquence correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité.

Ces observations sont en parfaite adéquation avec ce que nous avons pu lire dans la littérature. Comme nous l'avons dit au début de la section, les résultats des mesures expérimentales du bruit d'intensité du laser Brillouin en pompage non-résonant ont le plus souvent montré une dégradation [97], [134], [147], [156] par rapport au bruit d'intensité de la Pompe.

4.2.1.3 Synthèse sur le bruit d'intensité relatif du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant

Le *RIN* d'un laser n'est que la conséquence de la présence de sources de bruit et surtout de l'efficacité avec laquelle elles se transfèrent sur le bruit du laser. Il permet d'évaluer le bruit d'intensité du laser mais il ne permet pas d'étudier l'influence des sources de bruit sur les fluctuations d'intensité du laser. L'outil généralement utilisé pour cette caractérisation est la fonction de transfert. Lorsque les sources de bruit n'exercent qu'une influence perturbative, on montre que le *RIN* est lié à la densité spectrale de puissance $S_j(\nu)$ de chacune des sources de bruit j et à la fonction de transfert $G_j(\nu)$ correspondante par la relation suivante [156] :

$$RIN(\nu) = \sum_{j=1}^N |G_j(\nu)|^2 S_j(\nu) \quad 4-19$$

où N est le nombre de sources de bruit du laser. Expérimentalement, la fonction de transfert $G_j(\nu)$ peut être obtenue en modulant faiblement la source de bruit j à la fréquence ν sur une plage spectrale prédéfinie.

Un laser est un oscillateur qui se compose d'une cavité résonante, d'un milieu actif enfermé dans une cavité résonante et d'un dispositif de pompage approprié. Il s'ensuit que, dans le laser, le bruit a principalement trois origines : le pompage, la cavité laser et l'émission spontanée. Par analogie, nous pouvons dire que le *RIN* du laser Brillouin provient principalement du bruit d'intensité du laser de la

Pompe (P), de l'émission spontanée (ES) et des fluctuations du coefficient de réinjection en champ ($\mathbf{R} = \sqrt{R} = \sqrt{\kappa \kappa_r}$) de la cavité.

La diffusion Brillouin spontanée, à l'origine du démarrage du laser Brillouin, provient des fluctuations thermiques de l'indice de réfraction de la fibre et contribue en tant que processus bruyant [54] au bruit du laser Brillouin à fibre. Juste au-dessus du seuil laser, la diffusion Brillouin spontanée est du même ordre de grandeur que la diffusion Brillouin stimulée et participe aux variations du bruit d'intensité du laser Brillouin. Mais bien au-delà du seuil ($\geq 1,5$ fois), l'onde Stokes générée est de même ordre de grandeur que l'onde Pompe ; la diffusion Brillouin spontanée peut être alors négligée devant la diffusion Brillouin stimulée. Le bruit dû à la diffusion Brillouin spontanée se trouve noyé dans celui dû au processus de pompage [156]. C'est pourquoi, pour observer une réduction de bruit d'intensité par rapport à la pompe, il faut pomper le laser Brillouin au-delà de son seuil laser.

Le laser de pompe transfère son bruit de fréquence et d'intensité au laser Brillouin à fibre [15], [54], [97], [134], [147]. Par conséquent, le système de pompage (laser de pompe + EDFA) transfère généralement du bruit au laser Brillouin puisqu'il est lui-même bruyé. Le bruit d'intensité du laser Brillouin dépend donc du bruit d'intensité du laser de pompe (lasers à semi-conducteurs, à solides, à gaz ou à fibre) qui peut être selon le cas non négligeable et aussi du bruit apporté par l'amplificateur utilisé après le laser de pompe. Sous certaines conditions, on peut considérer que le bruit de phase de la Pompe n'a pas trop d'influence sur le bruit d'intensité du laser Brillouin. En effet, les sources lasers utilisées pour pomper le laser Brillouin ont généralement une largeur de raie inférieure au MHz, donc un bruit de phase relativement faible pour considérer les couplages phases/amplitudes dus aux fluctuations de phases [157].

Des variations d'origine thermiques, acoustiques et mécaniques peuvent conduire à des fluctuations du coefficient de réinjection R de la cavité. Les variations des pertes ($1 - \kappa_r$) de la cavité du laser Brillouin (fluctuations de la longueur, « mode-pulling²⁷ », ...) font varier la fréquence d'émission et l'intensité du laser Brillouin et génèrent donc du bruit d'intensité dans le laser Brillouin.

Dès lors, nous considérons que les sources de bruit prédominantes du laser Brillouin sont le bruit d'intensité de la Pompe (P) et les fluctuations du coefficient de réinjection de la cavité ($\mathbf{R}$), de telle sorte que l'on puisse écrire :

$$RIN(\nu) = |G_P(\nu)|^2 S_P(\nu) + |G_R(\nu)|^2 S_R(\nu) \quad 4-20$$

Les fonctions de transferts $G_P(\nu)$ des fluctuations d'intensité de la Pompe et $G_R(\nu)$ des variations du coefficient de réinjection de la cavité Brillouin ont été déterminées par *L. Stéprien et al.* [156]. Pour y arriver, il a fallu réécrire le modèle cohérent décrivant la diffusion Brillouin stimulée avec un système

²⁷ Toute dépendance en fréquence du gain s'accompagne d'une phase de propagation due à la variation apparente de l'indice de réfraction (via l'effet Kerr optique). Si une onde optique circulant dans une cavité doit satisfaire à la condition de résonance de la cavité, la phase additionnelle tend à rapprocher la fréquence de l'onde du sommet du gain ou de la perte, d'où le nom de « mode-pulling ».

d'équations dont les variables sont les variations relatives des amplitudes des champs Pompe, Stokes et acoustiques. Sans entrer dans les détails de calcul, nous allons simplement rappeler les expressions de $G_P(\nu)$ et de $G_R(\nu)$ obtenues. Les grandes lignes de cette étude sont résumées dans l'Annexe 4.

Ces fonctions de transferts sont données par les expressions :

$$G_P(\nu) = \frac{C_2(\nu)}{C_1(\nu) + i2\pi\nu} \frac{e^{C_1(\nu)} - e^{-i2\pi\nu}}{e^{C_1(\nu)} - 1} \quad 4-21$$

$$G_R(\nu) = \frac{1}{e^{C_1(\nu)} - 1} \quad 4-22$$

avec :

$$C_1(\nu) = i2\pi\nu \left(1 - \frac{\ln(R)}{\beta_A + i2\pi\nu} \right) \quad 4-23$$

$$C_2(\nu) = -\ln(R) \left(\frac{2\beta_A + i2\pi\nu}{\beta_A + i2\pi\nu} \right)$$

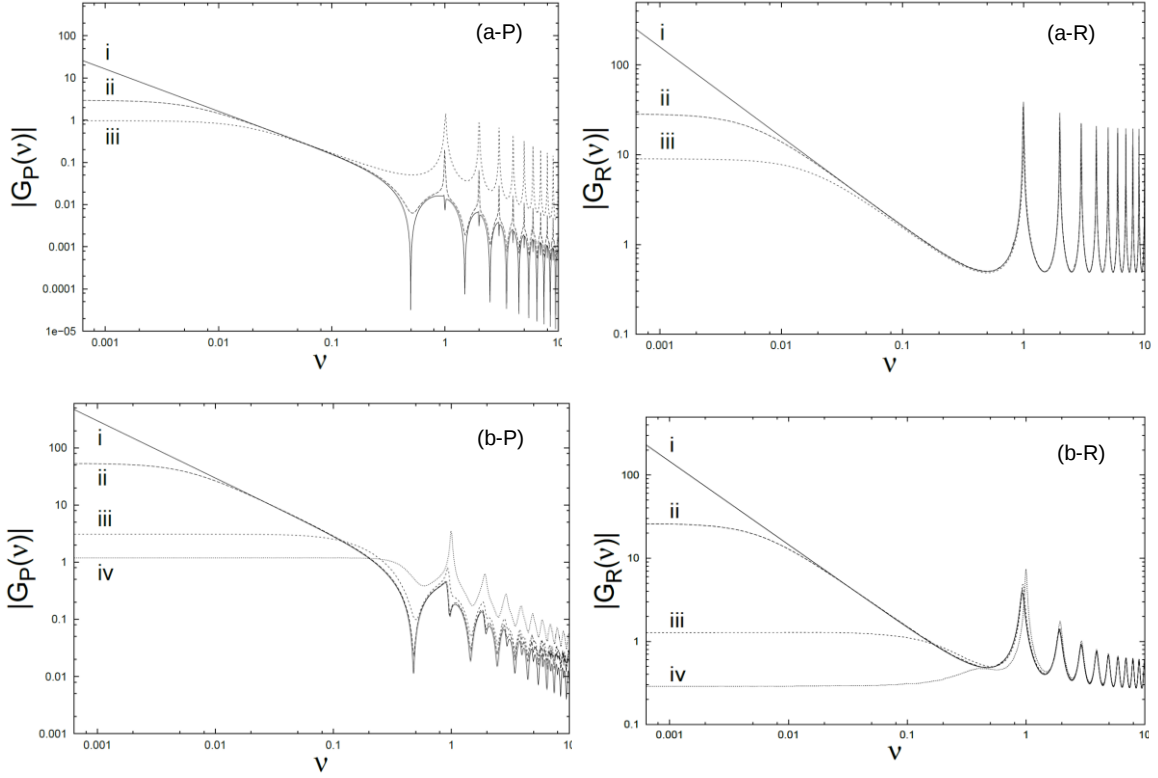
où $\beta_A = \frac{\pi\Delta\nu_B}{\frac{c}{nL}}$ est le taux d'amortissement de l'onde acoustique normalisée par rapport à l'intervalle spectral libre de la cavité.

Les modules $|G_P(\nu)|$ de la fonction de transfert des fluctuations d'intensité de la Pompe et $|G_R(\nu)|$, de la fonction de transfert des variations du coefficient de réinjection de la cavité Brillouin sont représentés sur la figure **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** en fonction de la fréquence normalisée par rapport à l'intervalle spectral libre de la cavité. Les graphes de la figure **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**(a) représentent $|G_P(\nu)|$ et $|G_R(\nu)|$ pour $R = 0,95$ et celles de la figure **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**(b), pour $R = 0,36$. L'indice i correspond à une fonction de transfert au seuil du laser Brillouin et les indices suivants, à des fonctions de transfert au-delà du seuil laser Brillouin. Si le module $|G_j(\nu)|$ d'une fonction de transfert est inférieur à l'unité, l'impact de la source de bruit correspondante est faible.

Au seuil laser Brillouin :

À basse fréquence ($f < 0,5 ISL_r$), le laser Brillouin à fibre se comporte comme un intégrateur parfait lors du transfert des fluctuations d'intensité de la Pompe ou du coefficient de réinjection de la cavité. À haute fréquence ($f > 5 ISL_r$), l'étude de la fonction de transfert des fluctuations de l'intensité de la Pompe permet de noter la présence de résonances (à cause du terme $e^{C_1(\nu)} - 1$ au dénominateur de la fonction de transfert) et d'antirésonances (à cause du terme $e^{C_1(\nu)} - e^{-i2\pi\nu}$ au numérateur). La fonction de

transfert des variations du coefficient de réinjection permet de noter la présence que des résonances. Ces résonances (de $|G_P(\nu)|$ et de $|G_R(\nu)|$) apparaissent à des fréquences voisines de multiples entiers de l'intervalle spectral libre de la cavité et les antirésonances (de $|G_P(\nu)|$), à des fréquences multiples de la moitié de l'intervalle spectral libre de la cavité.



(a) : Pour $R=0,95$, la fonction de transfert est représentée pour des taux de pompage différents : (i) $1P_{thS1}$; (ii) $1,20P_{thS1}$ et (iii) $5,00P_{thS1}$

(b) : Pour $R=0,36$, la fonction de transfert est représentée pour des taux de pompage différents : (i) $1P_{thS1}$; (ii) $1,01P_{thS1}$; (iii) $1,20P_{thS1}$ et (iv) $2,00P_{thS1}$

4-9 : Représentation des fonctions de transfert du laser Brillouin en pompage non-résonant [156]

(Les courbes représentées sont obtenues à partir des équations 4-21 et 4-22 pour $g = 6,04$ et $\beta_A = 10,93$)

Au-delà du seuil laser Brillouin :

Le comportement des fonctions de transfert se modifie selon la puissance de Pompe incidente.

À basse fréquence ($f < 0,5 ISL_r$), la réponse linéaire du laser Brillouin n'est plus analogue à celle d'un intégrateur parfait mais à celle d'un filtre passe-bas. La valeur de la fonction de transfert est une constante d'autant plus faible sur une plage de fréquence d'autant plus large que le laser oscille loin de son seuil. À haute fréquence ($f > 5 ISL_r$), le comportement de la fonction de transfert des variations du coefficient de réinjection reste le même que celui observé au seuil laser Brillouin. À l'inverse, l'effet des

antirésonances de $|G_P(\nu)|$ s'atténue avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente au profit de celui des résonances, qui s'accroît alors (courbe (iii) de la figure **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**(a-P)).

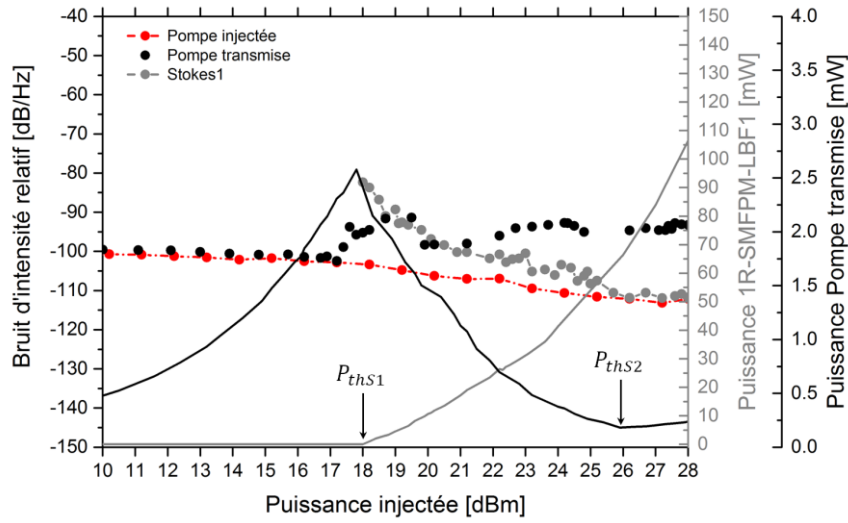
Dans les cavités de très bonne finesse ($\ln(R) \rightarrow 0$), le module $|G_P(\nu)|$ de la fonction de transfert des fluctuations d'amplitude de la Pompe peut être très faible (courbe (iii) de la figure **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**(a-P)) et le laser Brillouin peut être beaucoup moins bruyant que son laser de Pompe. Nous observons aussi que, plus la cavité est de faible finesse, moins les fluctuations du coefficient de réinjection sont transférées efficacement sur l'intensité de champ Stokes (courbe (iv) de la figure **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**(b-P)). Le laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant peut avoir un bruit d'intensité plus faible que celui de la Pompe sous certaines conditions de finesse de cavité et de taux de pompage.

Les résultats obtenus précédemment aux sections 4.2.1.1 et 4.2.1.2 correspondent parfaitement à la réponse des lasers Brillouin 1R-SMF28-LBF1 et 1R-SMFPM-LBF1 étudiés, au regard des fonctions de transfert de la figure **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**(a) (les coefficients de réinjection R de nos cavités étant proche de 0,9). Au seuil laser Brillouin, $|G_P(\nu \approx 0)| > 1$ et $|G_R(\nu \approx 0)| > 1$, le RIN du laser Brillouin est plus grand que celui de la Pompe. Puis il diminue, lorsqu'on augmente la puissance de Pompe incidente. Bien au-delà du seuil laser Brillouin (à $6P_{thS1}$ par exemple), $|G_P(\nu \approx 0)| \approx 1$, le bruit de la Pompe incidente n'a pas beaucoup d'influence sur le laser Brillouin. Cependant, comme R est relativement grand, les fluctuations de R sont plus efficacement transférées aux lasers Brillouin, d'où le niveau de bruit élevé observé aux résonances (voir figure 4-8(b)).

Pour montrer l'évolution du RIN du laser Brillouin avec la puissance de Pompe incidente, nous traçons, sur la figure 4-10, le RIN du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 en fonction de la puissance de Pompe incidente. Pour ces mesures, la Pompe est constituée d'un laser Koheras-Adjustik (laser stable ayant une largeur de raie inférieure au kHz, voir Annexe 6) amplifié par un EDFA dont on change le gain pour ajuster la puissance injectée. Nous y représentons également, le RIN de la Pompe injectée et celui de la Pompe transmise. Les courbes de la figure 4-10 sont obtenues pour $f = 1 \text{ kHz}$.

Nous observons que le RIN de la Pompe (Pompe injectée sur la figure 4-10) diminue lorsqu'on augmente le gain de l'amplificateur. L'EDFA filtre le bruit à 1 kHz. Environ 10 dB séparent la mesure à 10 dBm et celle à 28 dBm. À l'inverse, le RIN de la Pompe qui traverse la cavité (Pompe transmise sur la figure 4-10) augmente avec l'augmentation de la puissance incidente. Cette augmentation est observable à partir de la puissance de seuil du laser Brillouin ($P_{thS1} \approx 18 \text{ dBm}$). Au même moment, le laser Brillouin d'ordre 1 (Stokes1 sur la figure 4-10) montre un bruit d'intensité relatif d'une vingtaine de dB plus élevé que celui de la Pompe. Au-delà du seuil laser, le RIN du laser Brillouin diminue progressivement jusqu'à atteindre le niveau de bruit d'intensité de la Pompe injectée. Lorsque le laser Brillouin est pompé à 28

dBm, environ une vingtaine de dB sépare le bruit d'intensité de l'onde Pompe transmise et celui du laser Brillouin d'ordre 1.



4-10 : Bruit d'intensité relatif de la Pompe et du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 à 1 kHz

(La puissance de Pompe transmise est représentée en trait plein noir et celle du laser Brillouin d'ordre 1, en trait plein gris)

Cette expérience met clairement en évidence le fait que le *RIN* du laser Brillouin de premier ordre est plus fort que celui de la Pompe près du seuil laser Brillouin et qu'il diminue avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente. Elle montre aussi que le *RIN* du signal de Pompe qui circule dans la cavité augmente avec la puissance de Pompe injectée au-delà de la puissance de seuil laser Brillouin. Cette augmentation du *RIN* de la Pompe transmise est probablement une conséquence des fluctuations du coefficient de réinjection de la cavité.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4-10, la puissance de Pompe transmise (en noir), croissante avec la puissance de Pompe incidente, décroît brusquement lorsque la puissance de seuil du laser Brillouin est atteinte autour de 18 dBm. Elle continue à diminuer jusqu'à ce que la puissance de Pompe incidente atteigne 26 dBm ($\approx 6P_{thS1}$). Pour cette valeur de puissance de Pompe incidente, l'onde Stokes d'ordre 1 qui circule dans la cavité atteint suffisamment de puissance pour générer à son tour une deuxième onde Stokes dans la cavité. Lorsque cette deuxième onde Stokes est entretenue dans la cavité, elle compense le bruit dû aux fluctuations du coefficient de réinjection de l'onde Stokes d'ordre 1 et peut conduire à une réduction du *RIN* de laser Brillouin d'ordre 1.

C'est sur cette base que, nous pensons que les 5 dB et 8 dB de réduction observés respectivement dans [97] et [98] ont été possibles parce qu'une onde Stokes d'ordre 2 a été générée et entretenue dans la cavité. En effet, les fibres optiques en verres de chalcogénures constituant ces cavités ont un coefficient

de gain Brillouin 2 ordres de grandeurs plus grands que celui de la silice, ce qui contribue à minimiser la puissance de Pompe incidente nécessaire pour générer l'onde Stokes d'ordre 2. De plus comme l'indice de réfraction de ces verres est presque 2 fois plus grand que celui de la silice, le pourcentage d'onde Stokes d'ordre 2 réfléchi et réinjecté dans la cavité dans les jonctions de verres silice-chalcogénures est plus élevé que dans les jonctions de verres silice-silice. Ce qui conduit à une recirculation de l'onde Stokes d'ordre 2 créée dans la cavité.

Le *RIN* du laser Brillouin peut devenir inférieur à celui de la Pompe incidente à partir de taux de pompage très élevée. Mais nous montrerons dans la section 4.2.2 suivante, que la condition nécessaire pour observer cette réduction par rapport au *RIN* de la Pompe est de maintenir dans la cavité, une onde Stokes d'ordre supérieur, qui compense l'effet des fluctuations du coefficient de réinjection de la cavité.

4.2.2 Bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

L'étude précédente nous a permis de cerner les limites du laser Brillouin en pompage non-résonant en termes de réduction du bruit d'intensité par rapport au laser de pompe.

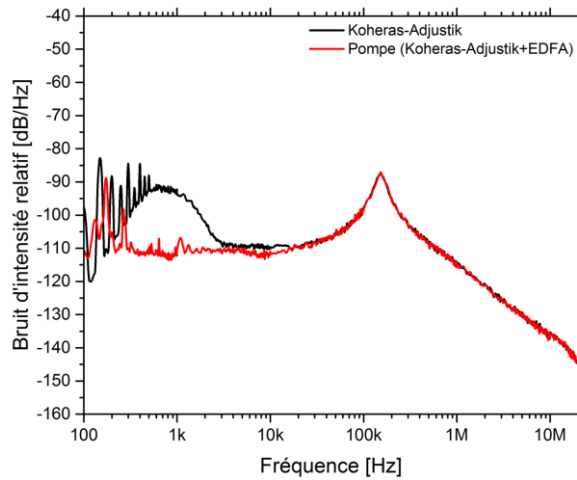
Nous reprenons l'étude, en pompage résonant, pour montrer une réduction d'au moins 20 dB du bruit d'intensité du signal Stokes de premier ordre du laser Brillouin par rapport à celui de la Pompe, en précisant l'influence de l'onde Stokes du second ordre et en donnant une explication physique du rôle de la saturation laser.

Cette performance du laser Brillouin d'ordre 1 est comparable à ce qui a été mentionné dans la littérature [134], [147]. Mais la présente étude est poussée jusqu'au signal Stokes d'ordre 3 du laser Brillouin. Nous montrerons que le *RIN* des signaux laser Brillouin d'ordre 2 et 3 sont également réduits d'environ 20 dB par rapport à celui de la Pompe incidente. À notre connaissance, ce sont les premières démonstrations de la réduction du *RIN* par rapport à la Pompe pour des ondes Stokes d'ordres supérieurs.

Nous rapportons, dans cette section, des mesures de *RIN* du laser Brillouin à fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation en anneau en pompage résonant : 2R-SMFPM-LBF. Il s'agit de la même cavité étudiée au chapitre 3 et dont les puissances de seuil laser sont données à la section 3.6.2. Ici, la Pompe est constituée du laser à fibre Koheras-Adjustik ($\lambda = 1551,5 \text{ nm}$; $P = 7 \text{ mW}$) suivi d'un amplificateur à fibre optique dopée à l'erbium.

Le bruit d'intensité relatif du laser Koheras-Adjustik est représenté sur la figure 4-11. Nous traçons également le bruit d'intensité relatif du laser en configuration de Pompe (c'est-à-dire Koheras-Adjustik +

EDFA). La puissance maximale de sortie est alors de 28 dBm. Pour protéger le détecteur avant la mesure, nous utilisons un atténuateur optique variable qui contrôle la puissance de Pompe incidente.



4-11 : Bruit d'intensité relatif du laser Koheras-Adjustik ($\lambda = 1551,5 \text{ nm}$; $P = 7 \text{ mW}$)

(Avec et sans amplification optique.)

Le spectre du bruit d'intensité relatif de la Pompe révèle :

- Un pic de relaxation aux alentours de 150 kHz ;
- Une chute du bruit d'intensité après le pic de relaxation ;
- Un bruit d'intensité blanc avant le pic de relaxation ;

Théoriquement, les amplificateurs à fibre dopée sont sujets à un bruit dû à la désexcitation spontanée des ions. Cette désexcitation produit des photons dans des directions aléatoires, mais seule la direction avant intervient dans le bruit final observé en sortie de fibre. Il est possible de limiter le bruit d'amplification en travaillant à des gains modérés.

Nous observons une réduction du bruit d'intensité relatif de la Pompe (Koheras-Adjustik + EDFA) par rapport à celui Koheras-Adjustik seul, autour du kHz. Plus on augmente le gain de l'amplificateur, plus ce bruit est filtré. À 1 kHz, environ 10 dB de réduction peut être mesurée entre le bruit de la Pompe à 10 dBm et celui à 28 dBm (voir figure 4-10). Il est alors préférable, pour avoir le même bruit sur la Pompe, de fixer le gain de l'amplificateur et de faire varier la puissance à injecter dans la cavité Brillouin à l'aide d'un atténuateur optique variable. La puissance de sortie de la Pompe dont le *RIN* est représenté sur la figure 4-11 vaut 28 dBm.

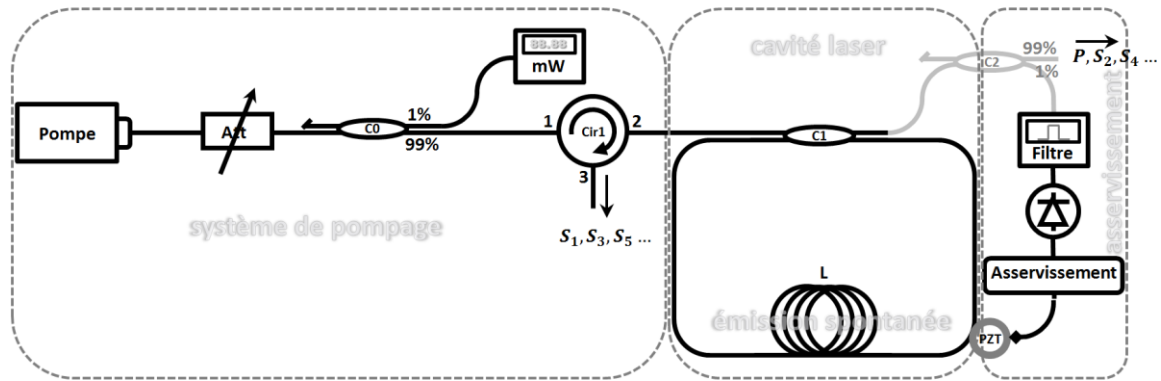
Avant d'étudier le bruit d'intensité du laser Brillouin lui-même, nous commençons par mesurer le bruit d'intensité de la Pompe incidente (qui entre dans la cavité) et transmise (qui sort de la cavité), notamment pour évaluer l'influence du système d'asservissement lorsqu'il est actif.

4.2.2.1 *Bruit d'intensité apporté par le système d'asservissement*

Pour réaliser le laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant (figure 4-12), on injecte la Pompe (généralement un laser de pompe suivi d'un amplificateur) dans une fibre (milieu actif) placée dans une cavité résonante. Comme précédemment, on peut dire que le bruit du laser Brillouin en pompage résonant provient du système de pompage (bloc de gauche de la figure 4-12), de la cavité (bloc central de la figure 4-12) et de la diffusion Brillouin spontanée (dans la fibre constituant l'anneau et servant de milieu amplificateur). Néanmoins, un mauvais réglage du système d'asservissement (bloc de droite de la figure 4-12), permettant de garder la fréquence d'émission de la Pompe sur une des résonances de la cavité, peut être aussi une source de perturbations dans la cavité et par conséquent produire du bruit de fréquence et d'intensité.

La stabilité du laser Brillouin en pompage résonant constitue une condition nécessaire pour réaliser des mesures de bruit d'intensité de celui-ci. Pour étudier la stabilité du laser Brillouin, il est important de prendre en compte la longueur (L) de la fibre constituant l'anneau, la puissance de la Pompe injectée (P_{in}), la bande de gain Brillouin ($\Delta\nu_B$) et le coefficient de réinjection (R) de la cavité [158]. En effet, la fréquence d'émission du laser Brillouin à fibre en pompage résonant dépend de la condition de résonance imposée par la cavité. Toute variation d'au moins un des paramètres de la cavité (due à un changement de température par exemple) fait varier la fréquence du laser.

L'étude de la fonction de transfert $G_P(\nu)$ des fluctuations d'intensité de la Pompe révèle que l'impact de celles-ci peut être négligeable ($G_P(\nu \approx 0) \leq 1$) lorsque la puissance de Pompe incidente est élevée. Pour réduire le RIN du laser Brillouin, il faut minimiser les variations du coefficient de réinjection R de la cavité. Lorsque la longueur ou l'indice de réfraction de la fibre varie, le chemin optique change, les pertes dans la cavité changent et par conséquent, R aussi. Pour rester stable, il faut asservir le chemin optique [107].



4-12 : Sources de bruit dans le laser Brillouin à fibre en anneau optique en pompage résonant

(Att : atténuateur optique, C (0, 1, 2) : coupleurs optiques, Cir1 : circulateur optique, L : longueur de l'anneau, PZT : transducteur piézo-électrique)

Le bloc de gauche représente le système de pompage, le bloc central contient la cavité laser et le bloc de droite, le système d'asservissement

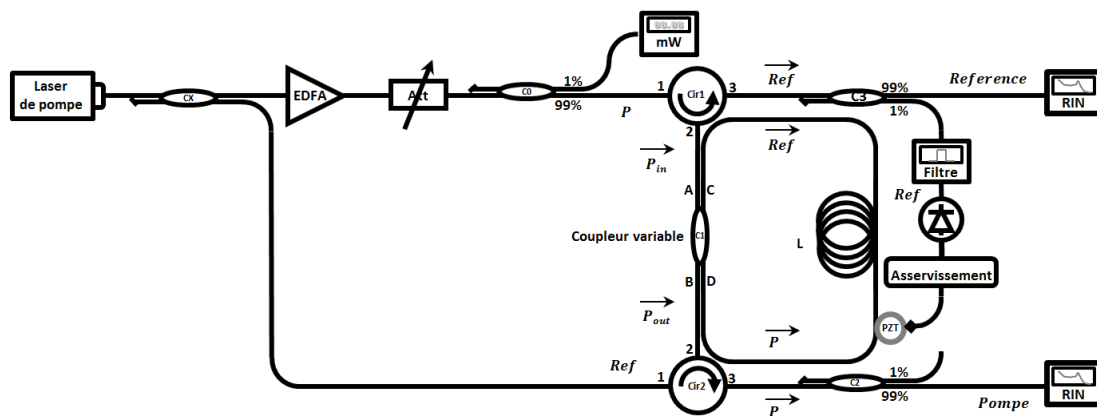
D'une part, la longueur de la cavité du laser Brillouin peut varier dans le temps par effet thermique ou mécanique (dilatation, vibrations). Ces fluctuations de longueur de la cavité (équivalentes à des fluctuations du terme de désaccord de phase (δ_S) de l'onde Stokes) sont sources de bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique. Lorsqu'elles sont plus grandes que la longueur d'onde du champ Stokes, elles provoquent des sauts de modes qui se manifestent par des fortes fluctuations d'intensité [158] ; ce qui arrive généralement dans une cavité qui n'est pas très bien asservie. Ces fluctuations sont lentes et faibles dans les anneaux tout fibrés. Cependant, lorsqu'elles oscillent dans une cavité ayant une finesse élevée, la moindre variation du taux de réinjection R (fortement liée à l'intensité du champ Stokes dans la cavité qui peut être élevée) aura de fortes répercussions sur l'intensité du laser Brillouin [156]. Le transfert de bruit est d'autant moins efficace que la cavité a une faible finesse.

D'autre part, l'indice de réfraction peut être modifié sous la présence du champ électromagnétique des ondes optiques par l'effet Kerr optique et par la dispersion dépendant du gain et des pertes de l'interaction Brillouin par les relations de *Kramers-Kronig*. En effet, il faut se rappeler que la diffusion Brillouin stimulée trouve son origine dans le processus de l'électrostriction et que le coefficient de gain Brillouin (g_B) est une fonction du coefficient d'électrostriction (γ_e) de la fibre optique constituant l'anneau. Comme on l'a montré dans le chapitre 3, la puissance circulant dans l'anneau ($P_p(0)$) est généralement très importante (~ 25 mW dans un anneau de 20 m de fibre silice à maintien de polarisation) bien que la puissance à l'entrée (P_{in}) soit faible ($\sim 1,5$ mW). L'effet Kerr induit alors une variation de l'indice optique proportionnellement à l'intensité optique dans la cavité. De plus, en fonction de la puissance incidente (P_{in}), chaque onde Stokes circulant dans la cavité subit un gain de l'onde Stokes d'ordre inférieur et une perte en faveur de l'onde Stokes d'ordre supérieur. Il en résulte un « mode-pulling » dû à un décentrage des résonances de

l'anneau par rapport aux courbes de gain Brillouin donc une phase de propagation additionnelle. L'accumulation de « mode-pulling » peut même conduire une onde Stokes à manquer une résonance.

Un bon réglage du système d'asservissement est primordial pour le laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant.

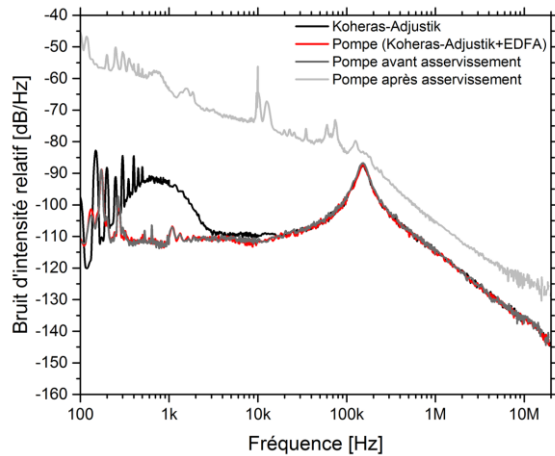
La moitié de la puissance du laser Koheras-Adjustik, soit 3,5 mW est injectée dans la cavité froide pour servir de signal de référence à notre asservissement. L'autre moitié est amplifiée par un EDFA, constituant ainsi la Pompe du laser Brillouin. Le signal de référence est choisi suffisamment faible pour s'assurer que la diffusion Brillouin stimulée soit générée seulement par la Pompe lorsqu'elle est injectée dans la cavité. Un atténuateur variable permet de contrôler la puissance de Pompe. Les sorties de la Référence et de la Pompe sont représentées sur la figure 4-13. Nous mesurons le bruit d'intensité relatif de la Référence et de la Pompe avant et après la mise en route de l'asservissement (figure 5-9).



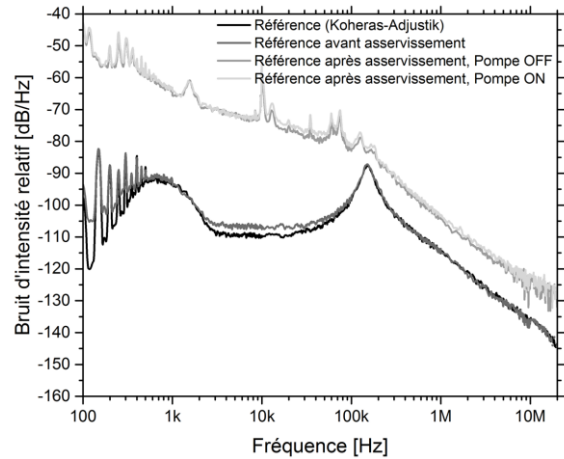
4-13 : Schéma de la cavité Brillouin pour la mesure de RIN sans génération de signaux Stokes

(C (X, 0, 1, 2, 3) : coupleurs optiques, EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, Cir (1, 2) : circulateurs optiques, L : longueur de l'anneau, PZT : transducteur piézo-électrique)

Le bruit d'intensité de la Pompe (figure 4-14(a)), comme celui de la Référence (figure 4-14(b)), qui circulent dans la cavité Brillouin ne change pas tant qu'on ne les force pas à rester en résonance avec la cavité Brillouin.



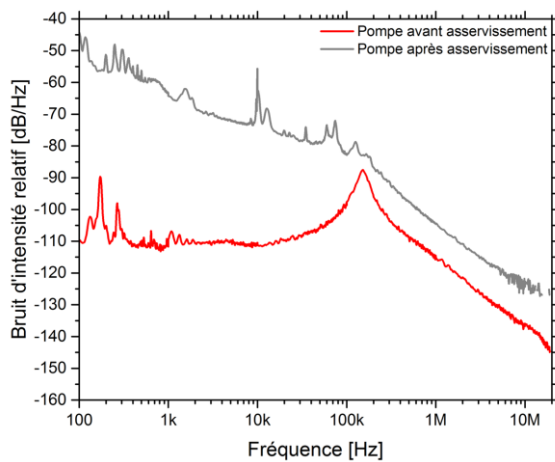
(a) : RIN de la Pompe (Koheras-Adjustik+EDFA)



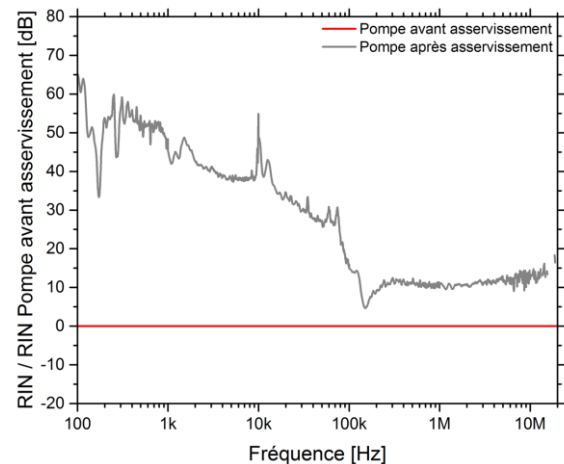
(b) : RIN de la Référence (Koheras-Adjustik)

4-14 : Bruit d'intensité relatif de la Pompe et de la Référence avant et après asservissement

La « Pompe » et la « Pompe avant asservissement » (c'est-à-dire la Pompe non-résonante qui circule dans la cavité Brillouin avant l'asservissement) ont le même niveau de bruit d'intensité relatif (en gris et en rouge). C'est le cas aussi de la « Référence » et de la « Référence avant asservissement ». Lorsqu'on active l'asservissement, leur bruit d'intensité augmente drastiquement, surtout dans les basses fréquences ($f < 300 \text{ kHz}$).



(a) : Bruit d'intensité de la Pompe



(b) : transfert de bruit dû à l'asservissement

4-15 : Bruit d'intensité relatif de la Pompe avant et après asservissement

Sur la figure 4-15(a), nous reprenons le RIN de la Pompe (avant et après asservissement). Comme nous pouvons le voir sur la figure 4-15(b), un accroissement de 5 à 60 dB a été observé. L'asservissement

apporte lui aussi du bruit au système (influence directe des fluctuations du taux de réinjection de l'onde Pompe dans la cavité). Beaucoup plus dans les basses fréquences ($f < 300 \text{ kHz}$) que dans les hautes fréquences ($f > 300 \text{ kHz}$). Les différents pics qui apparaissent autour de 10 kHz sont principalement dus à l'asservissement. Ceux qui apparaissent entre 100 kHz et 150 kHz sont caractéristiques du laser de pompe Koheras-Adjustik.

Le niveau de bruit du signal de référence ne change pas avec la présence de la Pompe dans la cavité comme le montrent les courbes « Référence après asservissement, Pompe OFF » et « Référence après asservissement, Pompe ON » de la figure 4-14(b). Ce qui permet de faire varier la puissance de la Pompe incidente dans la cavité sans se soucier de l'asservissement une fois qu'il a été mis en route. Cette nouvelle architecture, avec un signal de référence différent du signal de Pompe transmise offre l'avantage de maintenir le même niveau de bruit du signal transmis et de mieux gérer l'asservissement de la cavité. En effet, comme nous l'avons vu à la section 4.2.1.3, le bruit d'intensité du signal de Pompe transmise varie avec la puissance de Pompe incidente. Un asservissement avec le signal de Pompe transmise nécessite un nouveau réglage pour chaque puissance de Pompe incidente.

Comme le décalage Brillouin est une fonction de la fréquence de la Pompe qui génère l'onde Stokes ; cet asservissement, réalisé par rapport à la fréquence de la Pompe, est plus efficace pour le signal Stokes de premier ordre que pour tous les autres signaux Stokes d'ordres supérieurs. Nous reviendrons plus en détails sur cette proposition dans les sections suivantes.

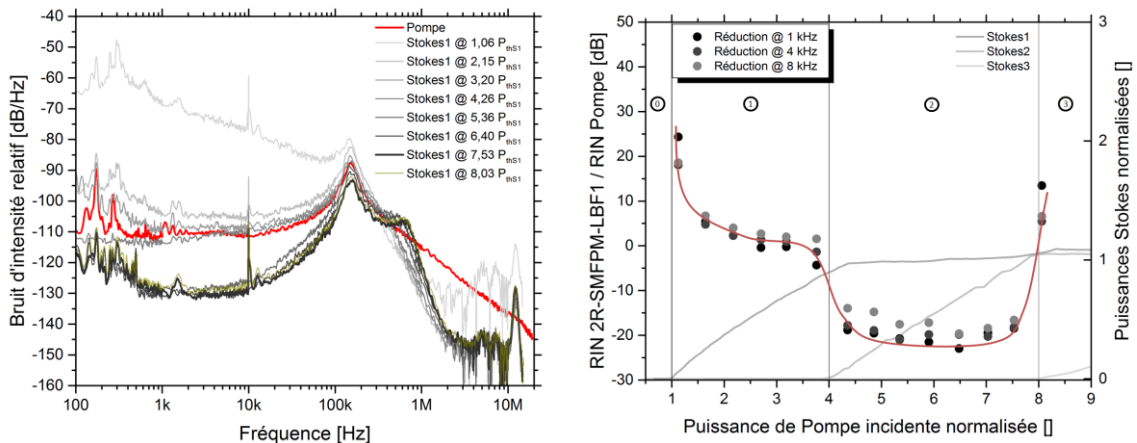
Notons qu'au moment de ces premières mesures, il n'y a aucun effet de diffusion Brillouin stimulée dans l'anneau. La puissance du signal de référence étant fixée à 40 μW . Selon nos approximations, il faudra environ une bonne dizaine de mW de Pompe incidente pour avoir l'effet de la diffusion Brillouin stimulée dans la cavité.

4.2.2.2 Bruit d'intensité relatif du laser Brillouin à fibre optique 2R-SMFPM-LBF1

Pour mesurer le *RIN* du laser Brillouin d'ordre 1 en pompage résonant (2R-SMFPM-LBF1), on insère un filtre ayant une bande passante inférieure à la dizaine de GHz (deux ondes Stokes adjacentes sont séparées d'environ 10 GHz) entre le coupleur de sortie de la Référence (C3) et le banc de mesure de bruit d'intensité (voir figure 4-13). La fréquence centrale du filtre est calée sur la fréquence d'émission du laser Brillouin d'ordre 1. On augmente la puissance de la Pompe pour générer l'onde Stokes de premier ordre et on mesure son bruit d'intensité. Ces mesures de bruit d'intensité sont alors comparées à celui de la Pompe incidente (laser de pompe +EDFA) et transmise sachant que celle-ci est résonante dans la cavité.

Comme dans le cas du laser Brillouin en pompage non-résonant 1R-SMFPM-LBF1, le bruit d'intensité du laser Brillouin en pompage résonant 2R-SMFPM-LBF1 est plus grand que celui du laser de pompe près du seuil laser Brillouin (P_{thS1}). Il diminue pour atteindre le même niveau de bruit que la Pompe quand le laser Brillouin est pompé généralement entre 3 et 4 fois son seuil (valeurs pour lesquelles on approche le seuil laser Brillouin du deuxième ordre). Au-delà de 4 fois le seuil laser Brillouin de premier ordre ($4 P_{thS1}$), le bruit du laser Brillouin devient inférieur à celui de la Pompe. Jusqu'à 20 dB de réduction a été mesuré (figure 4-17(a)). Autour de 8 fois le seuil laser, le bruit d'intensité du laser Brillouin de premier ordre recommence à augmenter pour atteindre le même niveau de bruit que celui de la Pompe. Pour ces taux de pompage (entre $7 P_{thS1}$ et $8 P_{thS1}$), l'onde Stokes de deuxième ordre est suffisamment puissante pour générer à son tour une onde Stokes de troisième ordre dans la cavité.

Sur la figure 4-16(a), nous représentons le bruit d'intensité relatif de la Pompe (Koheras-Adjustik + EDFA en rouge) et du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF1 pour des puissances de Pompe injectée (P_{in}) différentes (celles-ci sont notées en fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 (P_{thS1})).



(a) : Le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 1 diminue avec la puissance de Pompe injectée donnée en fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 (P_{thS1}). Il devient inférieur à celui de la Pompe (en rouge) en présence de l'onde Stokes d'ordre 2. Proche du seuil laser Brillouin d'ordre 3, le bruit d'intensité du laser 2R-SMFPM-LBF1 recommence à augmenter.

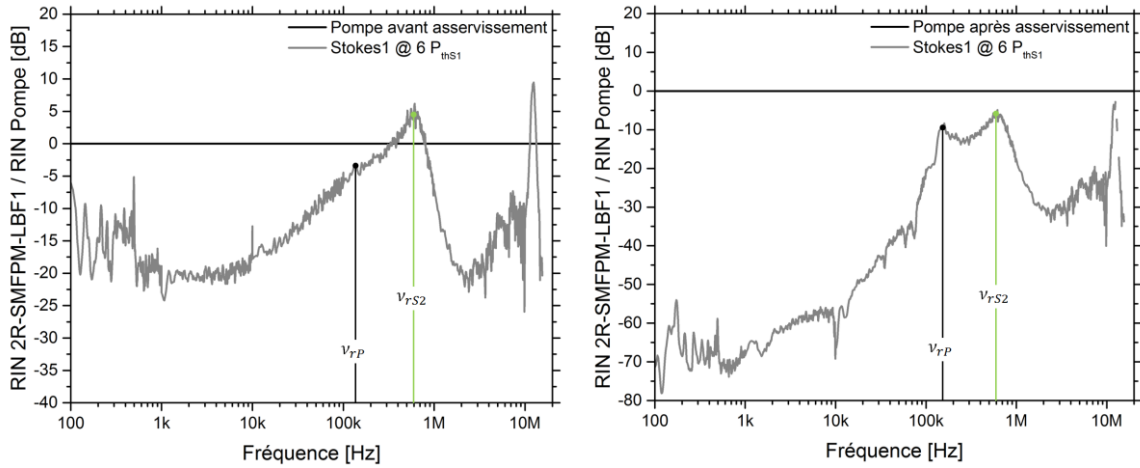
(b) : L'ordonnée de gauche correspond au rapport entre le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 1 et celui de la Pompe incidente (représenté avec les symboles) tandis que l'ordonnée de droite correspond à la puissance du laser Brillouin d'ordre 1 normalisée par rapport à la puissance critique P_{th} nécessaire pour générer une onde Stokes dans la cavité.

4-16 : Réduction du bruit d'intensité relatif du laser 2R-SMFPM-LBF1 par rapport à la Pompe

Les pics qui apparaissent aux alentours de 10 kHz sont principalement dus à l'asservissement. Comme nous l'avons souligné dans la section précédente, le pic à 150 kHz correspond à la fréquence de relaxation du laser de pompe Koheras-Adjustik. Et nous observons normalement une remontée du bruit d'intensité du laser Brillouin autour de cette fréquence. Nous mesurons quand même une réduction de 5 à 10 dB autour de cette fréquence lorsqu'on augmente la puissance de Pompe injectée.

Les courbes (avec les symboles) de la figure 4-16(b), montrent l'évolution du rapport du bruit d'intensité relatif du laser 2R-SMFPM-LBF1 sur celui de la Pompe (Koheras-Adjustik + EDFA) en fonction de la puissance de Pompe incidente (P_{in}) normalisée par rapport à la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 (P_{thS1}).

Comme nous l'avons observé dans les lasers Brillouin en pompage non-résonant, le *RIN* du laser Brillouin en pompage résonant est plus fort que celui de la Pompe lorsqu'on est proche du seuil laser Brillouin. Au-delà du seuil laser, généralement entre $1,5P_{thS1}$ et $2P_{thS1}$, il diminue pour atteindre le même niveau que celui de la Pompe. En augmentant la puissance de Pompe incidente, l'onde Stokes d'ordre 1 qui circule dans la cavité atteint la puissance P_{th} suffisante pour générer à son tour une onde Stokes d'ordre 2 circulant dans le même sens que la Pompe. Lorsque cette deuxième onde Stokes atteint son seuil laser ($P_{thS2} \leq 4 P_{thS1}$), la puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 est clampée à la valeur P_{th} . Les fluctuations d'intensité de l'onde Pompe sont transmises à l'onde Stokes d'ordre 2 [159]. L'effet de filtrage de la cavité Brillouin se manifeste alors par le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 1 qui diminue drastiquement.



(a) : Réduction du RIN du 2R-SMFPM-LBF1 vs Pompe incidente

(b) : Réduction du RIN du 2R-SMFPM-LBF1 vs Pompe circulante

4-17 : Rapport de bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF1 et de la Pompe

Pour quantifier cette réduction, nous traçons le rapport du *RIN* du laser Brillouin d'ordre 1 sur celui de la Pompe avant asservissement (figure 4-17(a)) et après asservissement (figure 4-17(b)) lorsque $P_{in} = 6 P_{thS1}$ par exemple. Le bruit d'intensité du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF1 est toujours inférieur à celui de la Pompe injectée dans la cavité (Pompe avant asservissement), sauf autour d'une nouvelle fréquence de résonance créée dans la cavité et qui varie avec le taux de pompage.

Dans ces conditions ($P_{in} = 6 P_{thS1}$), le RIN du laser Brillouin d'ordre 1 est toujours plus faible que celui de la Pompe résonante (Pompe après asservissement) qui circule dans la cavité (voir figure 4-17(b)). On y distingue clairement deux pics de relaxation : l'un à la fréquence de relaxation de la Pompe incidente (autour de 150 kHz) dont le bruit est transféré au laser Brillouin d'ordre 1 et l'autre (autour de 600 kHz), lié à la présence de l'onde Stokes d'ordre 2. Cette nouvelle fréquence de résonance, qui varie avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente, que nous notons ν_{rS2} , correspond à la valeur du décentrage par rapport à la courbe de gain Brillouin, de l'onde Stokes d'ordre 2 qui est créée et qui recircule dans la cavité.

Lorsque le système est asservi, le décalage Brillouin ν_{BS1} de l'onde Stokes d'ordre 1 est exactement égal au décalage Brillouin ν_B entre l'onde Pompe et l'onde Stokes d'ordre 1, de telle sorte que l'on puisse écrire :

$$\nu_{BS1} = \frac{2nV_A}{\lambda_P} = \frac{2nV_A}{c} \nu_P = \nu_B \quad 4-24$$

Cette condition garantit un décentrage nul par rapport à la courbe de gain Brillouin, de l'onde Stokes d'ordre 1. En effet, on peut écrire :

$$\delta\nu_{S1} = |(\nu_P - \nu_B) - (\nu_P - \nu_{BS1})| = \nu_B - \nu_{BS1} \approx 0 \text{ kHz} \quad 4-25$$

Comme le décalage Brillouin dépend de la fréquence $\nu_{S0} = \nu_P$ de la Pompe (équation 1-40), l'asservissement de la cavité n'est optimum que pour l'onde Stokes d'ordre 1. La condition de l'équation 4-24 n'est pas tout à fait satisfaite pour les ondes Stokes d'ordre supérieurs. Lorsqu'une onde Stokes d'ordre 2 est générée dans la cavité, son décalage Brillouin s'écrit :

$$\nu_{BS2} = \frac{2nV_A}{c} \nu_{S1} \quad 4-26$$

Ce qui conduit, dans notre cas ($\lambda_P = 1551,5 \text{ nm}$; $V_A = 5775 \text{ m/s}$ et $n = 1,45$), à un décentrage par rapport à la courbe de gain Brillouin, de l'onde Stokes d'ordre 2, de :

$$\delta\nu_{S2} = \nu_B - \nu_{BS2} = \frac{2nV_A}{c} (\nu_P - \nu_{S1}) = \frac{2nV_A}{c} \nu_B = \left(\frac{2nV_A}{c} \right)^2 \nu_P \approx 600 \text{ kHz} \quad 4-27$$

Cette valeur correspond parfaitement à celles observées sur les courbes de bruit d'intensité de l'onde Stokes d'ordre 1.

L'expression de l'équation 4-26 est récurrente pour les ondes Stokes d'ordres supérieurs. Pour l'onde Stokes d'ordre N , elle s'écrit :

$$\nu_{BSN} = \frac{2nV_A}{c} \nu_{SN-1} \quad 4-28$$

De telle sorte que, le décentrage par rapport à la courbe de gain Brillouin, de l'onde Stokes d'ordre N s'écrit :

$$\delta\nu_{SN} = \nu_B - \nu_{BSN} \approx (N - 1) \frac{2nV_A}{c} \nu_B \quad 4-29$$

Comme $\nu_B = \frac{2nV_A}{c} \nu_P$ (voir équation 4-24), on peut réécrire simplement l'équation 4-29 sous la forme :

$$\delta\nu_{SN} \approx (N - 1) \left(\frac{2nV_A}{c} \right)^2 \nu_P \quad 4-30$$

Ce décentrage de l'onde Stokes d'ordre $N > 1$ par rapport à la courbe de gain Brillouin a pour effet, non seulement, de réduire l'efficacité du laser Brillouin d'ordre N mais aussi il influence son bruit d'intensité et de fréquence.

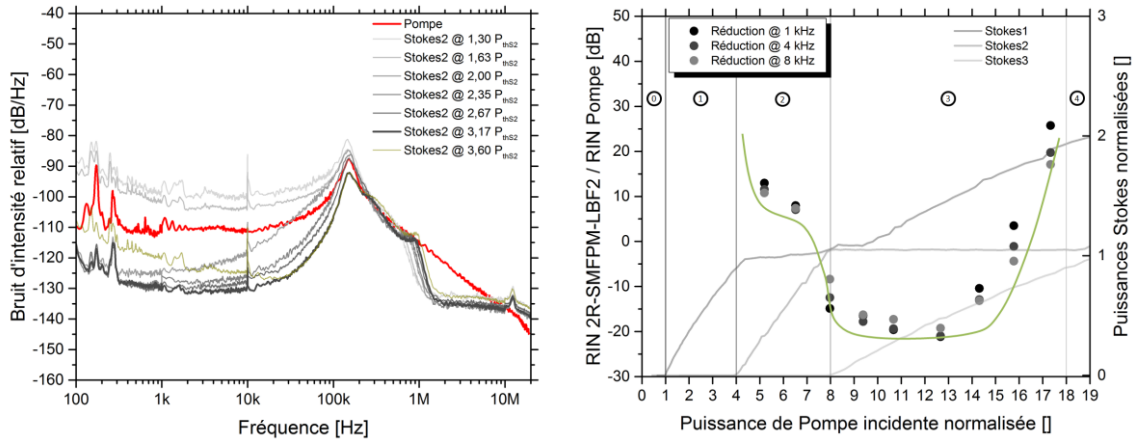
Le comportement du laser Brillouin d'ordre 1 en pompage résonant (2R-SMFPM-LBF1) dans la zone 1 (voir figure 4-16(b)) correspond parfaitement à celui du laser Brillouin d'ordre 1 en pompage non-résonant. Comme on pouvait s'y attendre à partir de nos précédentes expériences sur les lasers Brillouin en pompage non-résonant, la réduction de bruit d'intensité du laser Brillouin n'est effective qu'à partir d'un certain taux de pompage, généralement à partir du seuil laser Brillouin de deuxième ordre, comme le montre la figure 4-16(b).

4.2.2.3 Bruit d'intensité relatif du laser Brillouin à fibre optique 2R-SMFPM-LBF2

Nous étudions maintenant le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 2 (2R-SMFPM-LBF2). Pour cela, nous devons insérer le filtre passe bande entre le coupleur de sortie de la Pompe (C2) et le banc de mesure de bruit d'intensité (voir figure 4-13) tout en fixant sa fréquence centrale sur la fréquence d'émission du laser Brillouin d'ordre 2. On augmente la puissance de Pompe incidente jusqu'à générer une onde Stokes de deuxième ordre et on mesure son bruit d'intensité. Comme précédemment, nous allons comparer le RIN du laser Brillouin d'ordre 2 à celui de la Pompe incidente et de la Pompe transmise. Nous discuterons à la fin du rapport avec la pompe de l'onde Stokes d'ordre 2 qui est en fait l'onde Stokes d'ordre 1.

Le bruit d'intensité relatif de la Pompe et celui du laser Brillouin d'ordre 2 sont représentés sur la figure 4-18(a) pour des puissances de Pompe incidente différentes, données en fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 2 (P_{thS2}). Nous observons une parfaite similitude avec le comportement du

RIN de l'onde Stokes d'ordre 1. Proche du seuil laser Brillouin d'ordre 2, le RIN du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF2 est plus fort que celui de la Pompe, puis il diminue au-delà de cette valeur. Comme nous pouvons le voir sur la figure, le bruit d'intensité du laser 2R-SMFPM-LBF2 devient plus faible que celui de la Pompe (en rouge) à partir de $2 P_{thS2}$, ce qui est en conformité avec l'approximation du seuil laser Brillouin d'ordre 3, soit $P_{thS3} \leq 8 P_{thS1}$. La réduction du bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 2 est effective, là encore, lorsque l'onde Stokes d'ordre 3 est présente dans la cavité.

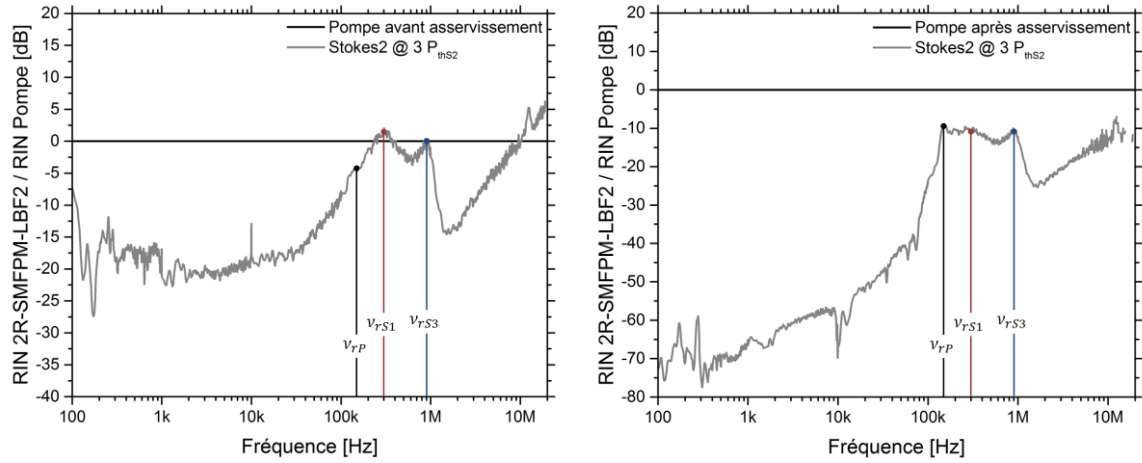


(a) : Le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 2 diminue avec la puissance de Pompe injectée donnée en fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 2 (P_{thS2}). Il devient inférieur à celui de la Pompe (en rouge) en présence de l'onde Stokes d'ordre 3. Proche du seuil laser Brillouin d'ordre 4, le bruit d'intensité du laser 2R-SMFPM-LBF2 recommence à augmenter.

(b) : L'ordonnée de gauche correspond au rapport entre le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 1 et celui de la Pompe incidente (représenté avec les symboles) tandis que l'ordonnée de droite correspond à la puissance du laser Brillouin d'ordre 1 normalisée par rapport à la puissance critique P_{th} nécessaire pour générer une onde Stokes dans la cavité.

4-18 : Réduction du bruit d'intensité relatif du laser 2R-SMFPM-LBF2 par rapport à la Pompe

Le bruit d'intensité relatif du laser Brillouin d'ordre 2 continue à décroître lorsqu'on augmente la puissance de Pompe incidente, jusqu'à subir, comme dans le cas du laser Brillouin d'ordre 1, une vingtaine de dB de réduction (voir figure 4-19(a)). Comparé au RIN de la Pompe circulante (Pompe après asservissement), entre 10 et 70 dB de réduction est constatée (voir figure 4-19(b)). Ce résultat est comparable à ce qu'on a pu observer dans le cas du laser Brillouin d'ordre 1 en pompe résonant.



(a) : Réduction du RIN du 2R-SMFPM-LBF2 vs Pompe incidente

(b) : Réduction du RIN du 2R-SMFPM-LBF2 vs Pompe circulante

4-19 : Rapport de bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF2 et de la Pompe

Autour de $3,5P_{thS2}$ cependant, le RIN du laser Brillouin d'ordre 2 recommence à augmenter (voir figure 4-18(a)). En effet, il est logique de penser qu'à compter de cette puissance de Pompe injectée ($3,5 P_{thS2} \approx 14 P_{thS1}$), l'onde Stokes d'ordre 3 atteint suffisamment de puissance pour générer à son tour une onde Stokes d'ordre 4 (dont le seuil est inférieur à $18 P_{thS1}$ (voir zone 3 de la figure 4-18(b))). À ce moment, c'est la puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 qui tend à être clampée à la valeur critique P_{th} . Il s'ensuit que le transfert de bruit de l'onde Pompe à l'onde Stokes d'ordre 2 est plus efficace.

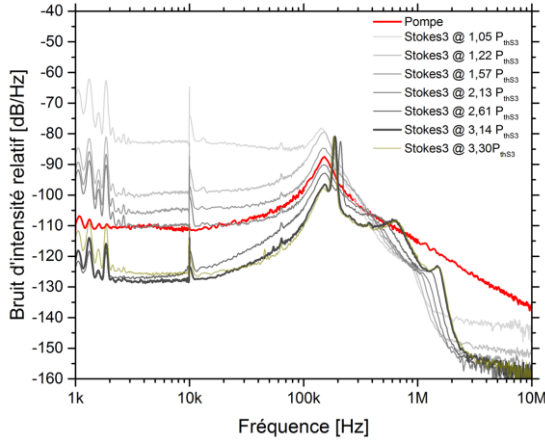
Les courbes de bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 2 révèlent un troisième pic autour de la fréquence de résonance 900 kHz (voir figure 4-18(a)) qui peut varier avec la puissance de Pompe incidente. Ce pic est lié au laser Brillouin d'ordre 3 et son effet est, comme dans le laser Brillouin d'ordre 1, de plus en plus visible en présence de l'onde Stokes d'ordre 3 dans la cavité.

D'après la relation 4-29, le décentrage de l'onde Stokes d'ordre 3 vaut $\delta\nu_{S3} \approx 1200 \text{ kHz}$. Alors que la figure 4-19(b) montre des remontées évidentes du bruit d'intensité autour de $\nu_{rP} = 150 \text{ kHz}$ (fréquence de relaxation du laser de pompe), $\nu_{rS1} = 300 \text{ kHz}$ (fréquence de résonance du laser 2R-SMFPM-LBF1) et $\nu_{rS3} = 900 \text{ kHz}$ (fréquence de résonance du laser 2R-SMFPM-LBF3). Cette différence entre $\delta\nu_{S3}$ et ν_{rS3} montre que lorsque le décentrage $\delta\nu_{S1}$ de l'onde Stokes d'ordre 1 (dû à un retard du système d'asservissement par exemple) n'est pas nul (ce qui se manifeste par une fréquence de résonance non nulle pour l'onde Stokes d'ordre 1), le décentrage des ondes Stokes d'ordres supérieurs diminue et par conséquent, leur fréquence de résonance aussi.

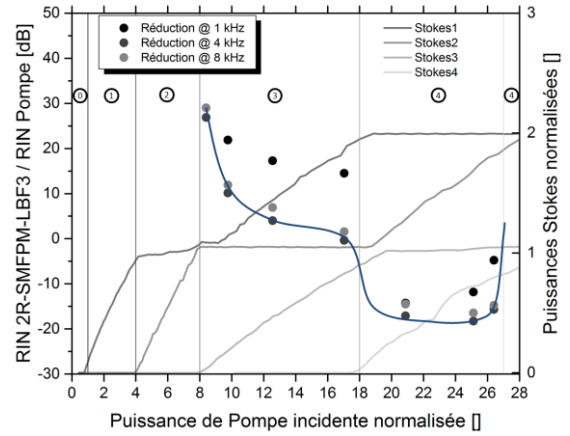
4.2.2.4 Bruit d'intensité relatif du laser Brillouin à fibre optique 2R-SMFPM-LBF3

Nous examinons maintenant le comportement du bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 3 (2R-SMFPM-LBF3).

Le principe de la mesure du *RIN* du laser Brillouin d'ordre 3 : 2R-SMFPM-LBF3 est le même que celui utilisé pour le laser Brillouin d'ordre 1 : 2R-SMFPM-LBF1. En effet, tous les ordres impairs sont transmis par le coupleur de sortie de la Référence (C3) et tous les ordres pairs sont transmis par le coupleur de sortie de la Pompe (C2). Il suffit de bien choisir la fréquence centrale du filtre.



(a) : Le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 3 diminue avec la puissance de Pompe injectée donnée en fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 3 (P_{thS3}). Il devient inférieur à celui de la Pompe (en rouge) en présence de l'onde Stokes d'ordre 4. Proche du seuil laser Brillouin d'ordre 5, le bruit d'intensité du laser 2R-SMFPM-LBF3 recommence à augmenter.

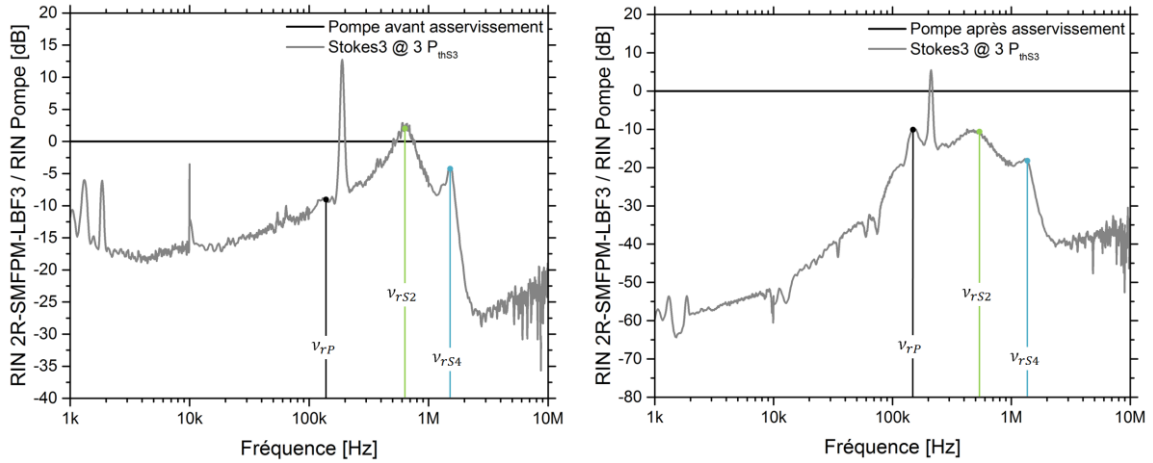


(b) : L'ordonnée de gauche correspond au rapport entre le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 3 et celui de la Pompe incidente (représenté avec les symboles) tandis que l'ordonnée de droite correspond aux puissances du laser Brillouin normalisées par rapport à la puissance critique P_{th} nécessaire pour générer une onde Stokes dans la cavité.

4-20 : Réduction du bruit d'intensité relatif du laser 2R-SMFPM-LBF3 par rapport à la Pompe

Nous représentons, sur la figure 4-20(a), le bruit d'intensité relatif de la Pompe et du laser Brillouin d'ordre 3 pour des puissances de Pompe incidente différentes, données en fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 3 (P_{thS3}). Toujours est-il que proche du seuil laser, son *RIN* est plus élevé que celui de la Pompe incidente. Un peu au-delà de $2P_{thS3}$ (soit $P_{in} > 16 P_{thS1}$), le *RIN* du laser Brillouin d'ordre 3 qui décroît avec la puissance de Pompe incidente devient plus faible que celui de la Pompe. Il atteint une valeur plancher (un peu moins de 20 dB en dessous du RIN de la Pompe) puis recommence à augmenter un peu avant $3,5P_{thS3}$ (autour de $27 P_{thS1}$). En effet, dans cette tranche de puissances de Pompe incidente ($18 P_{thS1} < P_{in} < 27 P_{thS1}$), la puissance de l'onde Stokes d'ordre 3 sature à la valeur critique P_{th} (voir figure 4-20(b)) et le bruit d'intensité du laser Brillouin résultant est plus faible que celui de la Pompe.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4-21(a), autour de 20 dB de réduction sont observés par rapport au bruit d'intensité de la Pompe à $3P_{thS3}$. Le RIN du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF3 peut être très bas pour les fréquences supérieures à 5 MHz jusqu'à coïncider avec le bruit plancher. Les grosses variations du bruit d'intensité relatif dans cette zone en témoignent. Comme pour le laser Brillouin d'ordre 1 ou le laser Brillouin d'ordre 2, entre 10 dB et 60 dB de réduction sont observés lorsque l'on compare le RIN du laser Brillouin à celui de la Pompe transmise. La figure 4-21(b) fait apparaître un autre pic, cette fois-ci, autour de 1,5 MHz. Ce qui est en bonne adéquation avec la valeur de $\delta\nu_{S4}$ que l'on peut calculée à partir de l'équation 4-29.



(a) : Réduction du RIN du 2R-SMFPM-LBF3 vs Pompe incidente

(b) : Réduction du RIN du 2R-SMFPM-LBF3 vs Pompe circulante

4-21 : Rapport de bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF3 et de la Pompe

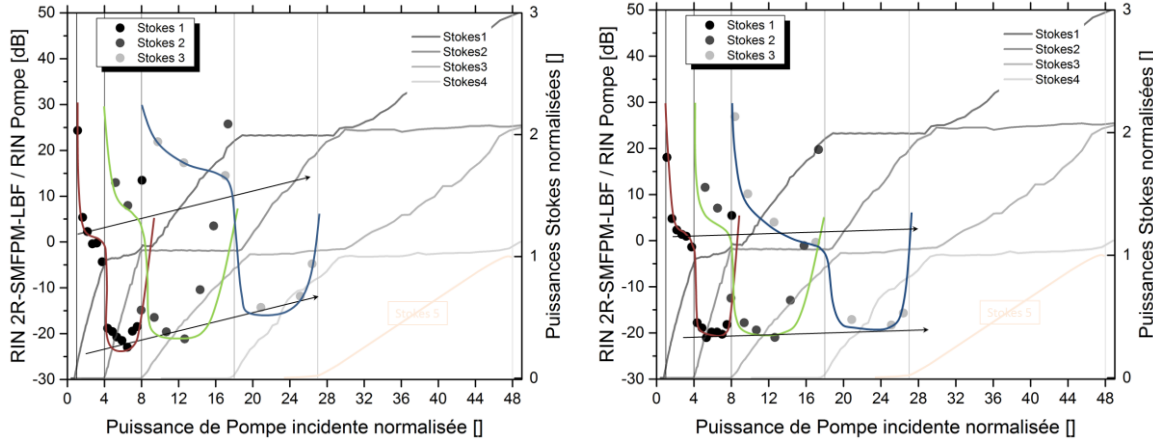
Le grand pic qui apparaît autour de la centaine de kHz, sur la figure 4-21, résulte probablement d'un effet thermique qui s'amplifie avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente dans la cavité. Pour de faibles variations de puissance de Pompe incidente, on peut voir ce pic se déplacer sur la courbe de bruit d'intensité comme c'est le cas des courbes à $3,14P_{thS1}$ et $3,30P_{thS3}$ de la figure 4-20.

4.2.2.5 Synthèse sur le bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF

Dans les sections précédentes, nous avons examiné le comportement du RIN du laser Brillouin d'ordre 1, 2 et 3 par rapport à celui de la Pompe. Nous avons observé un comportement similaire pour les 3 signaux étudiés.

Près du seuil laser Brillouin considéré, le RIN de l'ordre Stokes considéré est toujours supérieur à celui de la Pompe incidente. Puis il diminue lorsqu'on augmente la puissance de Pompe incidente dans la

cavité. Tant que la puissance de l'onde Stokes qui circule dans la cavité n'a pas atteint la valeur critique P_{th} , le laser Brillouin correspondant affiche à peu près le même niveau de bruit d'intensité que la Pompe incidente. Lorsque la valeur P_{th} est atteinte, la puissance de l'onde Stokes est clampée à cette valeur, et le bruit d'intensité du laser Brillouin diminue brusquement pour devenir inférieur à celui de la Pompe.



(a) : Evolution du RIN du laser 2R-SMFPM-LBF à 1 kHz

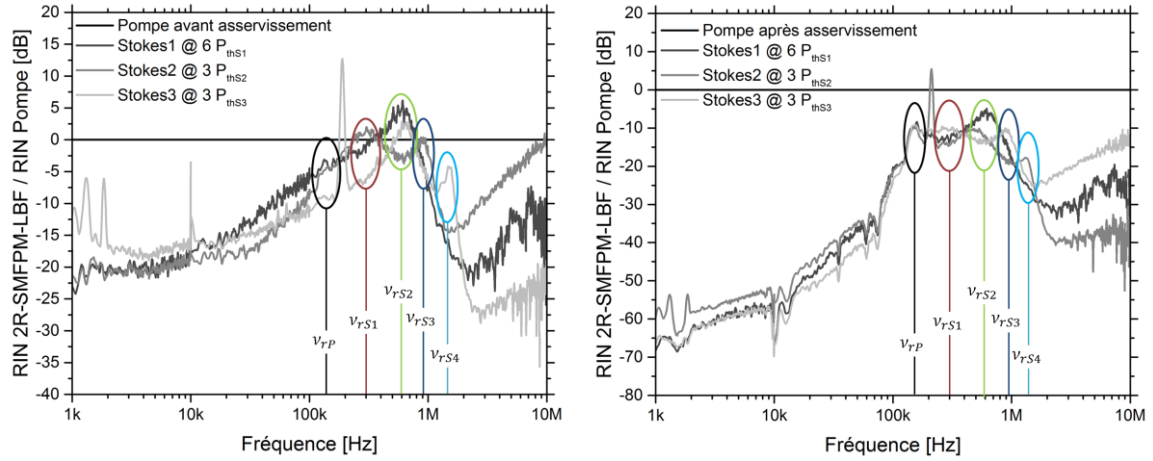
(b) : Evolution du RIN du laser 2R-SMFPM-LBF à 4 kHz

4-22 : Bruit d'intensité relatif du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF par rapport à celui de la Pompe

Les ordonnées de droite correspondent aux puissances du laser Brillouin normalisées par rapport à la puissance critique P_{th} .

Les graphes de la figure 4-22 récapitulent ce comportement pour deux valeurs de fréquence distinctes. La première (figure 4-22(a)) reflète le comportement des fréquences inférieures à 1 kHz et la deuxième (figure 4-22(b)), pour des fréquences entre 1 kHz et 10 kHz. L'axe des ordonnées de gauche représente le rapport du bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre N considéré et celui de la Pompe incidente. Donné en dB, le niveau 0 correspond au niveau de bruit d'intensité de la Pompe. L'axe des abscisses correspond à la puissance de Pompe incidente (P_{in}) normalisée par rapport à la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 (P_{thS1}). L'axe des ordonnées de droite représente la puissance des ondes Stokes normalisées par rapport à la puissance critique P_{th} .

Outre les transferts de bruit dus à la diffusion Brillouin spontanée, à la Pompe et à l'asservissement de l'anneau ; la figure 4-22(a) révèle la sensibilité du laser Brillouin aux effets thermiques et mécaniques pour les fréquences inférieures au kHz. En effet, comme nous l'avons vu pour le bruit de fréquence du laser Brillouin, son bruit d'intensité a tendance à augmenter pour les fréquences inférieures au kHz. Cet effet est de plus en plus visible avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente. Il en résulte que le bruit d'intensité du laser Brillouin peut être bien supérieur à celui de la Pompe quand la puissance de l'onde Stokes qui circule dans la cavité est proche de la valeur critique P_{th} . Ainsi, le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 3 à 1 kHz est bien au-dessus de celles à 4 kHz ou à 8 kHz sur la figure 4-20(b).



(a) : Rapport au RIN de la Pompe incidente

(b) : Rapport au RIN de la Pompe circulante

4-23 : Fréquence de relaxation du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF

Pour les fréquences supérieures à 1 kHz ($1 \text{ kHz} < f < ISL_r$), il est aussi possible d'observer une remontée du bruit d'intensité du laser Brillouin par rapport à celui de la Pompe. Ce qui arrive pour les fréquences autour du pic de relaxation du laser de pompe (ν_{rP}) et des fréquences de résonance ν_{rSN} des lasers Brillouin d'ordres supérieurs comme nous le montrent les graphes de la figure 4-23. Le nombre de pics correspond au nombre d'ondes optiques présentes dans la cavité et leur fréquence peut évoluer avec la puissance de Pompe incidente.

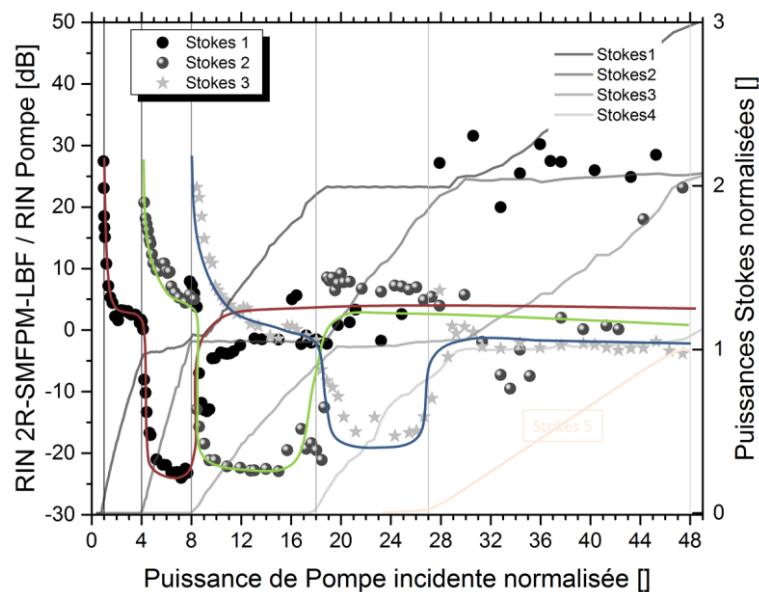
Ces fréquences correspondent parfaitement aux valeurs de décalage Brillouin que l'on peut calculer à partir de la relation 4-29. Le décentrage $\delta\nu_{SN}$ de l'onde Stokes d'ordre N par rapport à la bande de gain Brillouin est bien à l'origine de cette fréquence de résonance.

Comme nous n'avons pas recombinaé les ondes Stokes d'ordres impairs et les ondes Stokes d'ordres pairs au moment des mesures, nous observons que les pics de relaxation des ondes Stokes d'ordres pairs lorsque nous étudions une onde Stokes d'ordre impair et vice versa. Ainsi, sur les courbes de RIN du laser 2R-SMFPM-LBF2, nous observons, en plus du pic relaxation du laser de pompe ($\nu_{rP} \approx 150 \text{ kHz}$), les pics de relaxation de l'onde Stokes d'ordre 1 ($\nu_{rS1} \approx 300 \text{ kHz}$) et celui de l'onde Stokes d'ordre 3 ($\nu_{rS3} \approx 900 \text{ kHz}$). Alors que sur celles du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF3, nous pouvons voir les pics de relaxation de l'onde Stokes d'ordre 2 ($\nu_{rS2} \approx 600 \text{ kHz}$) et celui de l'onde Stokes d'ordre 4 ($\nu_{rS4} \approx 1500 \text{ kHz}$).

Avec la puissance de Pompe disponible dans la configuration actuelle des mesures (un atténuateur et un coupleur ont été ajoutés pour gérer la puissance de Pompe à injecter), nous avons pu faire des mesures jusqu'à 4 fois la puissance de seuil du laser Brillouin d'ordre 3. Pour étudier le comportement du laser

Brillouin au-delà de ces valeurs de puissance (afin de le comparer avec celui des ondes Stokes d'ordres inférieurs), nous décidons d'enlever l'atténuateur et le coupleur ; et de faire varier la puissance de Pompe à injecter en changeant directement le gain de l'amplificateur. La puissance de Pompe incidente maximale est plus grande mais il faut mesurer, pour chaque point de fonctionnement, le bruit d'intensité de la Pompe incidente pour prendre en compte une éventuelle variation du *RIN* de la Pompe avec le changement de gain de l'amplificateur.

Nous nous intéressons à ce qui se passe dans les basses fréquences ($f < 0,5 ISL_r$) ; le *RIN* du laser Brillouin dans les hautes fréquences ($f > 0,5 ISL_r$), étant toujours inférieur à celui de la Pompe sauf pour les résonances multiples de l'intervalle spectral libre de la cavité. D'ailleurs, comme nous l'avons vu dans la théorie et comme le montrent les résultats expérimentaux (voir le niveau du pic à $ISL_r = 12,5 MHz$ sur les figures 4-16 et 4-18), le niveau de bruit autour de ces résonances diminue avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente. Nous choisissons donc la fréquence de 4 kHz pour montrer l'évolution du *RIN* du laser Brillouin en fonction de la puissance de Pompe incidente. Se faisant, on évite le bruit d'intensité en excès dans les basses fréquences ($f < 1 kHz$), dû à des effets thermiques et mécaniques sur la cavité Brillouin et le bruit d'intensité en excès dans les fréquences supérieures, dû notamment à l'asservissement de la cavité qui se fait à 10 kHz.



4-24 : Rapport du *RIN* du laser Brillouin et de la Pompe en fonction de la puissance de Pompe incidente à 4 kHz et puissances des ondes Stokes normalisées par rapport à P_{th}

Le *RIN* du laser Brillouin d'ordre N est plus faible que le *RIN* du laser de pompe lorsque la puissance de l'onde Stokes correspondant qui circule dans la cavité est clampée à la puissance critique P_{th} .

La figure 4-24 synthétise les résultats obtenus pour les trois premières ondes Stokes. Le rapport du *RIN* du laser Brillouin à celui de la Pompe (avant asservissement) est donné en dB pour la fréquence de

4 kHz en fonction de la puissance de Pompe incidente normalisée par rapport à la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 (P_{thS1}).

Sur les trois courbes de *RIN* (rouge : Stokes1, verte : Stokes2 et bleue : Stokes3) de la figure 4-24; le niveau de bruit le plus bas est observé dans la région où l'onde Stokes considérée génère une autre onde Stokes dans la cavité. Sa puissance est généralement verrouillée dans cette zone (entre $4P_{thS1}$ et $8P_{thS1}$ pour l'onde Stokes d'ordre 1, entre $8P_{thS1}$ et $18P_{thS1}$ pour l'onde Stokes d'ordre 2, entre $18P_{thS1}$ et $27P_{thS1}$ pour l'onde Stokes d'ordre 3, ...).

4.3 Conclusion

Pour caractériser le bruit d'intensité du laser Brillouin multi-Stokes, nous comparons le *RIN* (*Relative Intensity Noise* en anglais) du laser Brillouin d'ordre N par rapport à celui de la Pompe incidente.

En pompage non-résonant, le *RIN* du laser Brillouin est généralement plus grand que celui de la Pompe. Les deux principales sources de bruit étant le laser de pompe (P) et la cavité Brillouin elle-même (via le coefficient de réinjection R), toute fluctuation d'intensité de la Pompe est transmise au laser Brillouin. Durant nos mesures, le *RIN* du laser Brillouin en pompage non-résonant est au mieux égal à celui du laser de pompe selon le taux de pompage. On note occasionnellement une réduction du *RIN* par rapport à celui de la Pompe (< 5 dB) lorsque l'onde Stokes d'ordre 2 est présente dans la cavité.

En pompage résonant, le *RIN* du laser Brillouin est généralement plus grand que celui de la Pompe jusqu'à ce que l'onde Stokes d'ordre 1 échange de l'énergie avec l'onde Stokes d'ordre 2 qu'elle génère. En effet, l'énergie fournie par la Pompe ($N = 0$) est immédiatement absorbée par l'onde Stokes d'ordre 2 ($N = 2$). Il en résulte que l'intensité de l'onde Stokes d'ordre 1 ($N = 1$) est verrouillée et que son *RIN* peut devenir inférieur à celui de la Pompe en résonant dans la cavité Brillouin. Cette observation a été démontrée expérimentalement pour les ondes Stokes d'ordre 1, 2 et 3, comme le montre la figure 4-24

Pour réduire le *RIN* du laser Brillouin d'ordre 1, sa puissance doit être verrouillée à la valeur critique P_{th} nécessaire pour générer l'onde Stokes d'ordre 2. La présence de cette nouvelle onde Stokes se manifeste sur les mesures par une augmentation du bruit autour d'une fréquence de relaxation correspondant à la différence entre la fréquence Brillouin d'ordre 1 ($\Delta\nu_{BS1}$) et la fréquence Brillouin d'ordre 2 ($\Delta\nu_{BS2}$) (la fréquence Brillouin étant une fonction de la fréquence de l'onde Pompe).

En résumé, tant que la puissance de l'onde Stokes d'ordre N circulant dans la cavité Brillouin n'est pas verrouillée à la puissance critique (P_{th}), nécessaire pour générer une onde Stokes d'ordre $N + 1$, le *RIN* du laser Brillouin d'ordre N est plus forte que celui de la Pompe. Lorsque la puissance de l'onde Stokes d'ordre N est clampée, les fluctuations d'intensité de la Pompe sont plus facilement transférées à l'onde

Stokes d'ordre $N + 1$ et le RIN du laser Brillouin d'ordre N devient alors plus faible que celui de la Pompe. S'il advient qu'une onde Stokes d'ordre $N + 2$ est générée dans la cavité, alors le RIN du laser Brillouin d'ordre N peut être au mieux égal à celui de la Pompe. Sa puissance n'étant plus clampée à la valeur P_{th} , elle subit l'influence des fluctuations d'amplitudes de toutes les ondes circulant dans la cavité.

Chapitre 5

Cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau

5 Cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau

Comme nous venons de le voir au chapitre 4, les caractéristiques du laser Brillouin dépendent de celles du laser de Pompe. Toutes fluctuations de l'onde Pompe entraînent des fluctuations de l'onde Stokes. Dans le chapitre précédent, nous avons étudié le bruit d'intensité du laser Brillouin à fibre optique en anneau. Dans ce présent chapitre, nous allons nous intéresser à la cohérence du laser Brillouin.

Dans un laser à inversion de populations, la cohérence est apportée par l'effet de résonance de la cavité. Le milieu à gain, incohérent, ne conserve pas la phase initiale du laser de pompe. Dans un laser Brillouin cependant, la cohérence initiale du laser de pompe est transmise voire améliorée par le processus non linéaire. La phase initiale du laser de pompe est redistribuée sur les ondes Stokes et anti-Stokes. De fait, il existe une forte relation entre la phase du laser de pompe et la phase du laser Brillouin obtenu par interaction non-linéaire entre l'onde Pompe, l'onde Stokes et l'onde acoustique se propageant dans la fibre. Comme dans l'oscillateur paramétrique optique (OPO²⁸), le bruit de phase du laser Brillouin à fibre optique est plus faible que celui du laser de pompe. Ce principe a été établi en 1991 par *Zarinetchi et al.* [160] et démontré en 2000 par *Debut et al.* [10]. Dans leur étude, *Graham et Haken* [161], ont mis en évidence le fait que le bruit de fréquence du laser de pompe est d'autant mieux transféré sur une onde que celle-ci possède un taux de pertes important. Dans le cas du laser Brillouin, nous verrons que le taux d'amortissement de l'onde acoustique est tout aussi important.

Lorsqu'en 2000, *A. Debut* étudia la réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin par rapport à celui du laser de Pompe ; il montra que le bruit de phase du laser de Pompe est transféré à l'onde Stokes après avoir été atténué, moyenné et filtré. Il montra que l'efficacité de la réduction du bruit de phase dépend du taux d'amortissement de l'onde acoustique ainsi que du taux de pertes de la cavité [10], [157]. Il en a déduit que la largeur de raie de l'onde Stokes est réduite par rapport à celle de l'onde Pompe d'un facteur K^2 , de telle sorte que :

$$\frac{\Delta\nu_P}{\Delta\nu_{S1}} = K^2 \quad 5-1$$

avec :

$$K = 1 + \frac{2\pi\Delta\nu_B}{\frac{c}{nL} \ln\left(\frac{1}{R}\right)} \quad 5-2$$

²⁸ Un oscillateur paramétrique optique est une source de lumière cohérente et monochromatique. À partir d'une onde laser de pompe, de fréquence ω_p , un OPO produit deux ondes de fréquences inférieures : ω_s le signal et ω_c le complémentaire. La pompe transfère une partie de sa phase et de ses caractéristiques spectrales aux ondes générées.

où $\Delta\nu_B$ est la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Brillouin en régime spontané et $R = \kappa \kappa_r$, le taux de réinjection en intensité de la cavité.

Comme on peut le voir, à partir de cette équation 5-2, le facteur K^2 , donné par *Debut et al.*, est indépendant de la puissance de Pompe injectée. Il a été obtenu en négligeant l'effet Kerr optique et l'influence du bruit thermique sur l'onde acoustique dans la fibre. Un taux d'erreur de 20% est alors admis.

En utilisant l'approximation $\Delta\phi_r \approx \ln\left(\frac{1}{\kappa\kappa_r}\right)$ [16], on peut réécrire K sous la forme :

$$K = 1 + \frac{2\pi\Delta\nu_B}{\frac{c}{nL} \ln\left(\frac{1}{\kappa\kappa_r}\right)} \approx 1 + \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_r} \quad 5-3$$

Supposons que la largeur des résonances ($\Delta\nu_r$) de la cavité d'un laser Brillouin à fibre optique en silice ($\Delta\nu_B \approx 30 \text{ MHz}$) en anneau vaut $\Delta\nu_r \approx 300 \text{ kHz}$ (tel est le cas des cavités étudiées pour nos travaux) ; alors la largeur de raie du signal Stokes de premier ordre peut être $K^2 = 10000$ fois plus petite (jusqu'à 40 dB de réduction sur le bruit blanc de fréquence) que celle de la Pompe.

Expérimentalement, la cavité étudiée par *Debut et al.* au début des années 2000, incluait, en plus de deux séparateurs de signaux, un isolateur optique qui empêchait à la Pompe comme à toute onde Stokes d'ordre pair de recirculer dans l'anneau [157]. Dès lors, le taux de réinjection en champ de la cavité valait seulement $R = 0,3$ et le facteur de réduction $K^2 \approx 100$.

En 2006, *J. Geng et al.* [162] ont étudié le bruit d'intensité et de fréquence du laser Brillouin de premier ordre en pompage résonant. Ils ont montré une réduction de 10 dB par rapport au bruit de fréquence du laser de pompe. Plus tard, en 2012, nous avons étudié avec *K. Hey-Tow*, un laser Brillouin à fibre optique en verres de chalcogénures en anneau avec circulateur en pompage non-résonant. Nous avons alors montré une largeur de raie intégrée 15 fois plus petite que celle du laser de pompe [98] et un bruit de fréquence réduit d'un peu plus de 16 dB par rapport à celui du laser de pompe [163].

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats de notre étude de la largeur de raie et du bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique en anneau. En pompage non-résonant, nous montrons que le bruit de fréquence du laser Brillouin peut être réduit d'un facteur 10000 (40 dB) par rapport à celui de sa pompe et que sa largeur de raie intégrée peut être plus de 200 fois plus faible que celle du laser de pompe. En pompage résonant, nous étudions le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordres 1, 2 et 3. Nous montrons expérimentalement que le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 2 est réduit par rapport à celui de la pompe et peut être à partir d'un certain taux de pompage plus faible que celui du laser Brillouin d'ordre 1. Nous proposerons aussi une description du comportement du laser Brillouin en termes de bruit de fréquence lorsqu'on augmente la puissance de Pompe incidente.

Le processus de génération d'ondes Stokes en cascade permet, tout en réduisant le bruit d'intensité, d'obtenir des largeurs de raie très faibles ; la réduction sur le bruit de fréquence pouvant atteindre environ 40 dB dans des conditions optimales. Comme mentionné précédemment, le bruit de fréquence du laser de pompe utilisé détermine en grande partie les performances du laser Brillouin en termes de bruit de fréquence.

5.1 Technique de mesure de la cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau

Comme nous l'avons vu à la section 4.2.1.3, les sources de bruit d'intensité et de fréquence possibles du laser Brillouin sont la Pompe, l'anneau lui-même et le système d'asservissement permettant de maintenir la Pompe en résonance avec l'anneau.

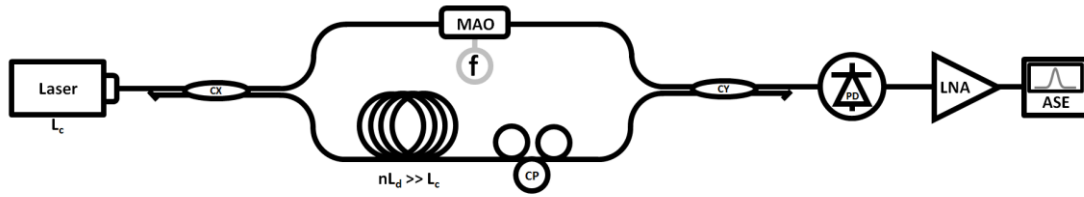
Le bruit d'intensité et de fréquence de la Pompe (laser de pompe + EDFA) peuvent se reporter sur la phase de l'onde Stokes par l'intermédiaire de l'onde acoustique. Toute variation de fréquence de l'onde Pompe (ν_P) conduit à une variation de l'intensité de l'onde Pompe circulant dans l'anneau et, toute variation dans les intensités circulant dans l'anneau peut se transformer en bruit de fréquence sur l'onde Stokes (le décalage Brillouin ν_B (équation 1-40) étant dépendant de l'indice de réfraction n de la fibre et de la fréquence ν_P de l'onde Pompe. L'anneau, pour sa part, est sans cesse soumis à un mouvement brownien des molécules de la fibre. Ce bruit perturbe l'onde acoustique et par conséquent, le processus de diffusion Brillouin stimulée dans l'anneau. Enfin, un mauvais réglage du système d'asservissement conduit à un décentrage de la fréquence de la Pompe par rapport à la résonance de l'anneau et donc à une diminution de la puissance de pompe réinjectée dans la cavité, qui fait varier la fréquence d'émission de l'onde Stokes (voir l'Annexe 3 sur l'influence des fluctuations d'intensité sur la fréquence d'émission du laser Brillouin). En supposant le système (Pompe et anneau) isolé, l'erreur sur l'asservissement est essentiellement due au bruit et à la dérive de phase du laser de pompe.

5.1.1 Mesure de la largeur de raie du laser Brillouin à fibre optique

Comme nous avons pu le voir à la section 2.2, lorsque nous avons mesuré la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$; il existe plusieurs techniques de mesure de la largeur de raie d'un laser. Lorsque cela est possible, nous utilisons comme précédemment la technique auto-hétérodyne retardée [143] pour mesurer la largeur de raie du laser de Pompe et de celle du laser Brillouin.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 5-1, cette technique consiste à mélanger le laser sous test (de longueur de cohérence L_c) à une version retardée de lui-même en utilisant un interféromètre de Mach-

Zehnder. Le retard est apporté en introduisant une différence de longueur de fibre (L_d) dans l'un des bras de l'interféromètre. Cette longueur est choisie de telle sorte que le délai ($\tau_d = nL_d/c$) soit plus grande que le temps de cohérence ($\tau_c = 1/\Delta\nu_{Laser}$) du laser sous test. Sur l'autre bras, le signal traverse un modulateur acousto-optique (MAO), alimenté par un générateur radio-fréquence délivrant un signal sinusoïdal à la fréquence $f_m = \omega_m/2\pi$ qui permet de décaler la porteuse optique de quelques dizaines de MHz selon le MAO. Un signal de battement à la fréquence f_m est détecté par une photodiode (PD) puis amplifié électriquement par un amplificateur bas-bruit (LNA) avant d'être observé sur un analyseur de spectre électrique (ASE). Un contrôleur de polarisation (CP) est placé dans l'interféromètre de Mach-Zehnder afin de maximiser le contraste des interférences.



5-1 : Banc auto-hétérodyne retardé de mesure de largeur de raie

(C (X, Y) : coupleurs optiques, f : fréquence de modulation du modulateur acousto-optique MAO, CP : contrôleur de polarisation, L_c : longueur de cohérence du laser sous test, L_d : longueur de délai, PD : photo-détecteur, LNA : amplificateur RF bas-bruit, ASE : analyseur de spectre électrique)

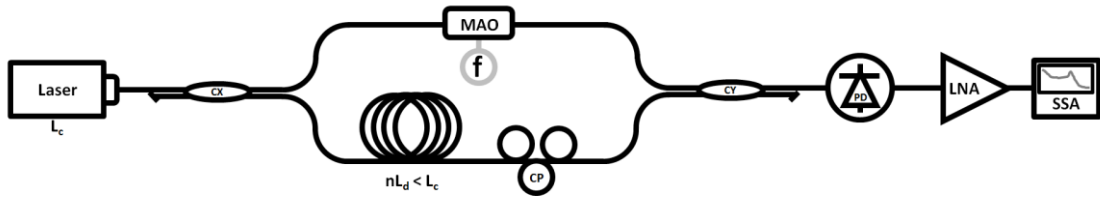
Pour mesurer la largeur de raie du laser sous test ($\Delta\nu_{Laser}$), le temps de retard de l'interféromètre τ_d doit être supérieur au temps de cohérence τ_c du laser. Pour le signal Stokes de largeur de raie $\Delta\nu_{S1} = 1 \text{ kHz}$ par exemple, il faudrait une longueur optique (nL_d) au moins égale à 300 km (soit $L_d \geq 200 \text{ km}$ de fibre optique monomode standard en silice). Ce qui représente une assez grande longueur de fibre. D'autant plus que, plus cette longueur est grande, plus le banc de mesure est sensible aux bruits de basses fréquences [164] qui viennent dégrader la largeur de raie du laser sous test.

5.1.2 Mesure du bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique

La largeur de raie du laser Brillouin à fibre, pouvant être 10000 fois [160] plus faible que celle du laser de Pompe utilisé, devient difficilement mesurable avec une technique classique (auto-hétérodyne retardée ou autre). Comme le bruit de phase (ou bruit de fréquence) est à l'origine de la largeur spectrale du laser [165], [166] ; lorsqu'on ne peut pas mesurer la largeur de raie du laser Brillouin à fibre, nous la déduirons d'une mesure du bruit de fréquence [167].

Comme nous l'avons aussi vu à la section 2.2, lorsque $\tau_d \ll \tau_c$, le spectre se réduit à un pic de Dirac à la pulsation ω_m (voir équation 2-4). Il est alors possible de mesurer le bruit de fréquence (FN pour Frequency Noise en anglais) du laser sous test en utilisant un banc similaire au banc de mesure de

largeur de raie comme nous pouvons le voir sur la figure 5-2. La première différence réside dans le choix de la longueur de fibre de retard (L_d). Celle-ci doit être beaucoup plus courte que la longueur de cohérence (L_c) du laser de telle sorte que les deux signaux restent statistiquement dépendants. La deuxième différence avec le banc de mesure de largeur de raie se passe au niveau de l'analyse du signal détecté. Les variations de phase du laser, portées par la fréquence RF (ω_m) sont mesurées avec un analyseur de bruit de phase (SSA pour *Signal Source Analyser* en anglais). Un étage d'amplification bas-bruit (LNA) est ajouté avant le SSA lorsque cela est nécessaire. Cette méthode de mesure du bruit de fréquence du laser porte généralement le nom de « méthode auto-hétérodyne partiellement dé-corrélée » [168].



5-2 : Banc auto-hétérodyne partiellement dé-corrélé de mesure de bruit de phase

(C (X, Y) : coupleurs optiques, f : fréquence de modulation du modulateur acousto-optique MAO, CP : contrôleur de polarisation, L_c : longueur de cohérence du laser sous test, L_d : longueur de délai, PD : photo-détecteur, LNA : amplificateur RF bas-bruit, SSA : analyseur de bruit de phase)

L'analyseur de bruit de phase, donnant la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase ($S_{\Delta\phi}(f)$), quelques manipulations s'imposent pour retrouver le bruit de fréquence ($S_\nu(f)$) du laser sous test.

Considérons un champ électrique complexe du laser de la forme $E(t) = A_0 e^{-i(\omega_0 t + \phi(t))}$. L'intensité détectée par la photodiode, de l'équation 2-3, peut être réécrite sous la forme suivante :

$$I_{D\text{é}t\text{e}c\text{t}}(t) = A_0^2 \{ 1 + \cos((\omega_0 + \omega_m)\tau_d + \omega_m t + \Delta\phi(t, \tau_d)) \} \quad 5-4$$

où $\omega_0/2\pi = \nu_0$ correspond à la fréquence du laser sous test ; $\omega_m/2\pi = f_m = 200 \text{ MHz}$, à la fréquence de battement des signaux des deux bras de l'interféromètre, introduit par le modulateur acousto-optique (MAO) ; τ_d , au déséquilibre temporel entre les deux bras de l'interféromètre et $\Delta\phi(t, \tau_d) = \phi(t) - \phi(t - \tau_d)$, aux fluctuations de phase du laser sous test (on néglige les fluctuations de phase additionnelles que peuvent amener le générateur du MAO et la bobine de fibre optique de délai par rapport aux fluctuations de phase du laser sous test [169], [170]). Nous examinons ici la relation entre le bruit de fréquence et le bruit de phase dans les deux cas suivants, premièrement si τ_d est très petit et deuxièmement pour le cas général (τ_d).

1. Supposons que le temps de délai τ_d soit quasi nul, alors un développement limité de Taylor au premier ordre du terme $\phi(t - \tau_d)$ au voisinage de τ_d permet d'écrire :

$$\Delta\phi(t, \tau_d) = \phi(t) - \phi(t - \tau_d) \approx \phi(t) - \phi(t) + \tau_d \frac{d\phi(t)}{dt} = \tau_d \frac{d\phi(t)}{dt} \quad 5-5$$

La fréquence instantanée $\nu(t)$ du laser est liée à sa phase par la relation :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} \quad 5-6$$

Alors, les fluctuations de phase ($\Delta\phi(t, \tau_d)$) du laser sont liées aux fluctuations de fréquence ($\delta\nu(t) = \nu(t) - \nu_0$) par la relation :

$$\Delta\phi(t, \tau_d) \approx \tau_d \frac{d\phi(t)}{dt} = 2\pi\tau_d \delta\nu(t) \quad 5-7$$

Le bruit de fréquence du laser (densité spectrale de puissance des fluctuations $\delta\nu(t)$ de la fréquence) est obtenu, directement en fonction du bruit de phase (densité spectrale de puissance des fluctuations $\Delta\phi(t)$ de la phase mesurée au SSA) par la relation :

$$S_{\delta\nu}(f) = \left(\frac{1}{2\pi\tau_d} \right)^2 S_{\Delta\phi}(f) = \left(\frac{c}{2\pi n L_d} \right)^2 S_{\Delta\phi}(f) \quad 5-8$$

2. D'une manière plus générale (sans supposer $\tau_d \rightarrow 0$), on peut montrer, à partir de l'expression de $\Delta\phi(t, \tau_d)$ [168], [169], que :

$$S_{\Delta\phi}(f) = (2 \sin(\pi f \tau_d))^2 S_{\phi}(f) \quad 5-9$$

Puis, à partir de l'équation 5-6, que :

$$S_{\delta\nu}(f) = f^2 S_{\phi}(f) \quad 5-10$$

Enfin, en remplaçant $S_{\phi}(f)$ de l'équation 5-10 par sa valeur obtenue à partir de l'équation 5-9, on trouve la relation qui relie la densité spectrale de puissance du bruit de fréquence ($S_{\delta\nu}(f)$) à la densité spectrale de puissance du bruit de phase ($S_{\Delta\phi}(f)$) :

$$S_{\delta\nu}(f) = \frac{f^2}{(2 \sin(\pi f \tau_d))^2} S_{\Delta\phi}(f) = \left(\frac{1}{2\pi\tau_d \text{sinc}(\pi f \tau_d)} \right)^2 S_{\Delta\phi}(f) \quad 5-11$$

avec $\text{sinc}(x) = \sin x/x$. On retrouve aisément la relation 5-8 à partir de la relation 5-11 en supposant $\tau_d \rightarrow 0$. (L'écriture $S_{\delta\nu}(f)$ est indifféremment utilisée ici à la place de $S_\nu(f)$ que l'on rencontre souvent dans la littérature).

5.1.3 Relation entre le bruit de fréquence et la largeur de raie

Le bruit de fréquence d'un laser ($S_{\delta\nu}(f)$) est une source d'informations importantes pour sa caractérisation. Généralement, elle peut se mettre sous la forme suivante :

$$S_{\delta\nu}(f) = \dots + \frac{h_{-2}}{f^2} + \frac{h_{-1}}{f} + h_0 + h_1 f + h_2 f^2 + \dots \quad 5-12$$

Le terme h_0 (souvent considéré pour retrouver la largeur de raie intrinsèque du laser) représente la contribution du bruit blanc²⁹ (bruit fondamental). Le terme h_{-1}/f représente la contribution du bruit de basses fréquences toujours présent dans les systèmes à fibres optiques. Le bruit en $1/f$ (bruit de scintillement ou *flicker noise*³⁰) est non-négligeable dans les lasers à fibre et doit être considéré pour retrouver la largeur de raie des lasers à fibres optiques [171].

La largeur de raie intrinsèque d'un laser est sa largeur de raie naturelle telle qu'elle est réellement émise par la source. Généralement, elle peut être approximée par une fonction de Lorentz. Tandis que la largeur de raie intégrée prend en compte l'élargissement de la raie dû à l'émission stimulée et au bruit du système de mesure.

La densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence ($\delta\nu(t)$) du laser est obtenue en réalisant la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation ($\Gamma_{\delta\nu}(\tau)$) (théorème de Wiener-Khintchine). Soit :

$$S_{\delta\nu}(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i2\pi f\tau} \Gamma_{\delta\nu}(\tau) d\tau \quad 5-13$$

avec :

$$\Gamma_{\delta\nu}(\tau) = \langle \delta\nu(t) \delta\nu(t + \tau) \rangle \quad 5-14$$

De même, la densité spectrale de puissance du champ $E(t)$ du laser est obtenu en prenant la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation ($\Gamma_E(\tau)$) (théorème de Wiener-Khintchine). Soit donc :

²⁹ Un bruit blanc est une réalisation d'un processus aléatoire dans lequel la densité spectrale de puissance est la même pour toutes les fréquences de la bande passante.

³⁰ Le flicker noise, également appelé bruit de basse fréquence ou bruit en excès fait partie des bruits roses ayant une courbe de puissance en $1/f$.

$$S_E(\nu) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i2\pi\nu\tau} \Gamma_E(\tau) d\tau \quad 5-15$$

avec :

$$\Gamma_E(\tau) = \langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle \quad 5-16$$

La largeur de raie ($\Delta\nu_{laser} = FWHM$) du laser est définie comme la largeur à mi-hauteur du spectre $S_E(\nu)$ du laser. En 1982, *D.S. Elliott et al.* [172] donne la formule qui permet de calculer la fonction d'autocorrélation ($\Gamma_E(\tau)$) du champ du laser à partir de la densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence ($S_{\delta\nu}(f)$) du laser. Elle s'écrit :

$$\Gamma_E(\tau) = A_0^2 e^{i2\pi\nu_0\tau} e^{-2 \int_0^{+\infty} S_{\delta\nu}(f) \left(\frac{\sin \pi f \tau}{f}\right)^2 df} \quad 5-17$$

Il suffit alors de remplacer $\Gamma_E(\tau)$ de l'équation 5-17 dans l'équation 5-15 pour calculer la densité spectrale de puissance $S_E(\nu)$ du champ $E(t)$ du laser et déduire la largeur de raie du laser.

5.1.3.1 Cas d'un bruit blanc

Supposons que la densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence ($S_{\delta\nu}(f)$) du laser soit constante (i.e. ne contient que du bruit blanc) :

$$S_{\delta\nu}(f) = h_0 \text{ [Hz}^2/\text{Hz]} \quad 5-18$$

La formule d'Elliott (équation 5-17) est facile à évaluer et une solution analytique existe pour l'équation 5-15 qui devient :

$$S_E(\nu) = \frac{4A_0^2}{\pi} \frac{\pi h_0}{(\pi h_0)^2 + 4(\nu - \nu_0)^2} \quad 5-19$$

Le spectre de puissance du laser a une forme lorentzienne et sa largeur de raie vaut :

$$FWHM = \Delta\nu_L = \pi h_0 \quad 5-20$$

5.1.3.2 Cas d'un bruit blanc + un bruit en 1/f

Plus généralement, la densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence ($S_{\delta\nu}(f)$) du laser à fibre se compose d'un bruit blanc (h_0) et d'un bruit en $1/f$ (h_{-1}/f).

$$S_{\delta\nu}(f) = h_0 + \frac{h_{-1}}{f} \quad 5-21$$

La formule d'Elliott (équation 5-17) devient alors plus difficile à évaluer. En remplaçant $S_{\delta\nu}(f)$ par sa valeur, il apparaît un terme en h_0 dont la forme de raie est une lorentzienne comme nous venons de le voir dans la section ... précédente et un terme en h_{-1} qui est divergente.

$$\Gamma_E(\tau) = A_0^2 e^{i2\pi\nu_0\tau} e^{-2 \int_0^{+\infty} \left(h_0 + \frac{h_{-1}}{f}\right) \left(\frac{\sin \pi f \tau}{f}\right)^2 df} \quad 5-22$$

En supposant que le spectre du bruit de fréquence soit exclusivement en $1/f$ et que la fréquence minimale que l'on peut observer sur l'intervalle de temps d'observation τ dont dépend $\Gamma_E(\tau)$ est $1/\tau$; nous pouvons écrire :

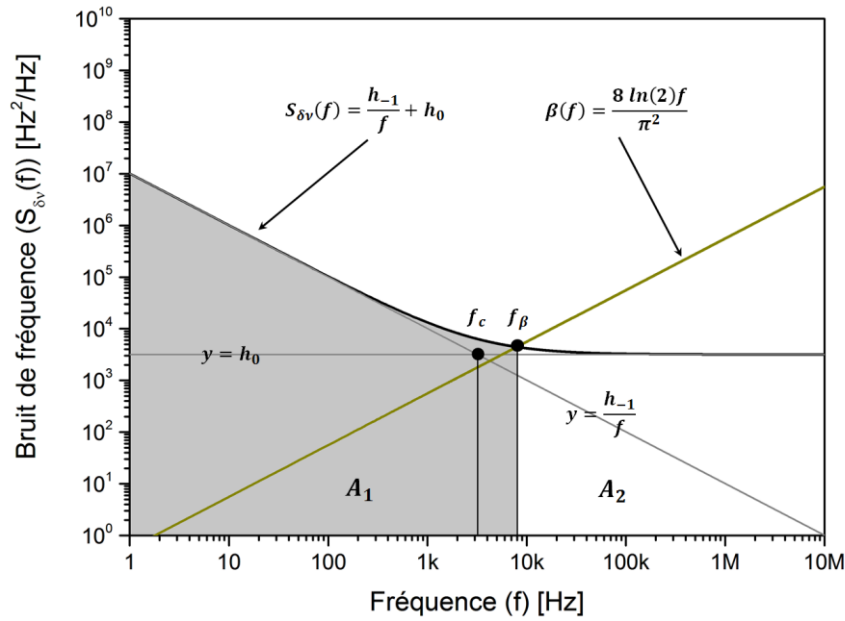
$$\Gamma_E(\tau) = A_0^2 e^{i2\pi\nu_0\tau} e^{-2 \int_{1/\tau}^{+\infty} \left(\frac{h_{-1}}{f}\right) \left(\frac{\sin \pi f \tau}{f}\right)^2 df} = A_0^2 e^{i2\pi\nu_0\tau} e^{-2h_{-1}(0,022561(\pi\tau)^2)} \quad 5-23$$

La densité spectrale de puissance du champ ($S_E(\nu)$) du laser (obtenue à partir de l'équation 5-24) prend alors la forme d'une gaussienne que nous écrivons :

$$S_E(\nu) = \frac{A_0^2 \sqrt{2/\pi}}{\sqrt{0,02256h_{-1}}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\sqrt{0,02256h_{-1}}} \right)^2} \quad 5-24$$

Le spectre du laser est, par conséquent, considéré comme le produit de convolution d'une fonction lorentzienne (contribution du bruit blanc) et d'une fonction gaussienne (contribution du bruit en $1/f$) qui correspond en fait à une fonction de Voigt [164], [171], [173], [174]. La référence [171], en particulier, donne des outils permettant de passer du bruit de fréquence du laser à son spectre optique et vice versa.

Nous illustrons sur la figure 5-3, le bruit de fréquence d'un laser dont le coefficient du bruit blanc vaut $h_0 = 10k/\pi$ et dont le coefficient du bruit en $1/f$ vaut $h_{-1} = (10k/\pi)^2$. Le bruit de fréquence (densité spectrale de puissance ($S_{\delta\nu}(f)$ en Hz^2/Hz) des fluctuations ($\delta\nu$) de la fréquence du laser) est tracé en fonction de la fréquence (f en Hz).



5-3 : Bruit de fréquence et largeur de raie du laser avec un profil de Voigt

Considérons la droite $\beta(f) = \frac{8 \ln(2)}{\pi^2} f$, communément appelée la « β -line ». Comme nous pouvons le voir sur la figure 5-3, elle sépare le spectre de bruit de fréquence du laser en deux régions distinctes (A_1 et A_2). *Di Domenico et al.* [166], montrent que seulement la région d'aire A_1 , contribue en réalité à la largeur de raie intégrée du laser. La deuxième (majoritairement du bruit blanc) n'affecte que les ailes de la forme de raie du laser [166], [175]. Une bonne approximation ($\sim 10\%$ d'erreur) de la largeur de raie intégrée du laser est alors obtenue par la relation [166] :

$$FWHM = \sqrt{8 \ln(2) A_1} \quad 5-25$$

avec :

$$A_1 = \int_{1/\tau}^{f_\beta} S_{\delta v}(f) df \quad 5-26$$

où τ est la durée d'observation de la mesure et f_β , la fréquence à laquelle la ligne de séparation $\beta(f)$ intercepte la courbe de bruit de fréquence $S_{\delta v}(f)$ du laser.

Une meilleure approximation ($\sim 7\%$ d'erreur) de la largeur de raie intégrée du laser peut être obtenue en utilisant la relation :

$$FWHM = \sqrt{8 \ln(2) A_1(f_p)} \quad 5-27$$

avec :

$$A_1(f) = \int_{1/\tau}^f S_{\delta v}(f) df \quad 5-28$$

où f_p correspond à la fréquence à laquelle la ligne $p(f) = \frac{8 \ln(2)}{\pi^2} f^2$ intercepte la courbe $A_1(f)$. Cette dernière méthode a été proposée récemment, en 2015, par Q. Zhou. Le lecteur intéressé pourra lire la référence [167]. Pour ces travaux, nous utilisons l'approximation de la β -line.

5.2 Mesures expérimentales de la cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau

5.2.1 Cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant

Les propriétés de réduction de bruit de fréquence de la composante Stokes de premier ordre par rapport au bruit de fréquence de la Pompe ont été évaluées pour les deux lasers (1R-SMF28-LBF1 et 1R-SMFPM-LBF1) présentés à la section 3.6. Leurs cavités sont constituées de fibre optique en silice (dont la largeur de la bande de gain Brillouin en régime spontané vaut $\Delta\nu_B \approx 30 \text{ MHz}$) et les composants optiques ont été choisis de telle sorte que les largeurs des résonances des deux anneaux soient semblables ($\Delta\nu_r \approx 445 \text{ kHz}$) comme on peut le voir dans le tableau 5-1.

		1R-SMF28-LBF1	1R-SMFPM-LBF1
$\Delta\nu_B$	[MHz]	30	30
n		1,45	1,45
L	[m]	24	20
ISL	[MHz]	8,5	10
κ_r		0,8	0,8
κ		0,9	0,95
$\Delta\phi_r$		0,328	0,274
$\Delta\nu_r$	[kHz]	444,6	445,7
K^2		4690	4670

5-1 : Estimation du facteur de réduction de la largeur de raie du laser Brillouin d'ordre 1

Dans le tableau 5-1, nous avons estimé le facteur de réduction K^2 à partir de la formule de Debut et al. (équation 5-2). Supposons que celui-ci vaut environ 5000 (37 dB) pour les deux lasers étudiés (1R-SMF28-LBF1 et 1R-SMFPM-LBF1). La largeur de raie intrinsèque du laser Brillouin de premier ordre

pompé avec un laser dont la largeur de raie intrinsèque fait $\Delta\nu_P \approx 30 \text{ kHz}$ (comme c'est le cas de la TUNICS-PR) vaudra seulement $\Delta\nu_{S1} \approx 6 \text{ Hz}$.

Pour mesurer cette largeur de raie avec la technique auto-hétérodyne de-corrélée, il faudrait utiliser une longueur de délai $L_d \approx 35000 \text{ km}$ de fibre standard en silice. Les techniques classiques de mesure de largeur de raie sont malheureusement inadaptées pour ces faibles valeurs. Les mesures de bruit de fréquence seront donc priorisées et même imposées.

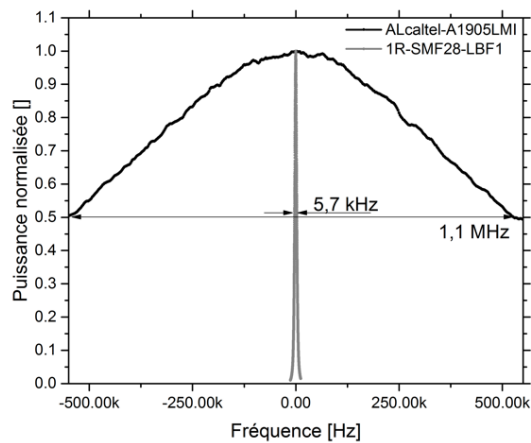
Dans un souci d'illustration, nous présenterons dans les paragraphes qui suivent, quelques mesures de largeur de raie du laser de pompe et du laser Brillouin de premier ordre avant de nous concentrer, par la suite, sur leur bruit de fréquence.

Nous utilisons un laser TUNICS-PR ($P = 2,5 \text{ dBm}$; $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$) comme laser de pompe. Pour mesurer sa largeur de raie, nous utilisons la technique auto-hétérodyne dé-corrélée. La différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre est assurée par une bobine de $L_d = 5 \text{ km}$ de fibre standard en silice ($Rés = c/nL_d \approx 40 \text{ kHz}$). La largeur de raie intégrée obtenue est alors de $\Delta\nu_P \approx 350 \text{ kHz} \pm Rés$.

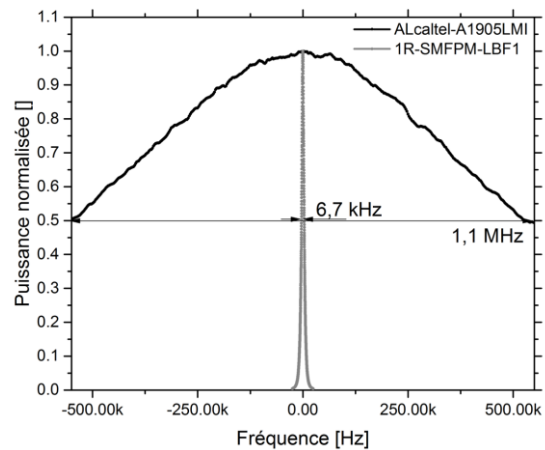
Pour mesurer la largeur de raie du laser Brillouin obtenu en pompant le résonateur avec le laser TUNICS-PR, nous avons remplacé la bobine de 5 km par une bobine de délai de $L_d = 50 \text{ km}$ de fibre standard en silice ($Rés = c/nL_d \approx 4 \text{ kHz}$). Nous mesurons une largeur de raie de $\Delta\nu_{S1} \approx 3,5 \text{ kHz}$ (qui correspond en fait à la résolution du banc de mesure) à 1,5 fois le seuil du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1 ou 1R-SMFPM-LBF1. À ce stade, nous observons déjà une réduction d'un facteur d'au moins 100 de la largeur de raie du signal Stokes par rapport à celle de la pompe. Mais comme nous venons de le souligner, cette mesure est limitée par la résolution du banc de mesure de largeur de raie.

Pour poursuivre notre étude sur la largeur de raie, nous décidons d'utiliser un laser de pompe ayant une plus grande largeur de raie. Le laser Alcatel-A1905LMI est un laser à semi-conducteur InGaAsP, DFB, SLMQW³¹ pouvant émettre jusqu'à 30 mW entre 1530 nm et 1570 nm. La largeur de raie à mi-hauteur est inférieure à 5 MHz selon le constructeur. Pour mesurer sa largeur de raie, nous utilisons une bobine de $L_d = 675 \text{ m}$ de fibre silice standard ($Rés = c/nL_d \approx 300 \text{ kHz}$). La largeur de raie mesurée pour $I = 60 \text{ mA}$ ($\lambda_P = 1555,5 \text{ nm}$) vaut $\Delta\nu_P \approx 1,1 \text{ MHz} \pm Rés$. (Ce point de fonctionnement $\Delta\nu_P \approx 0,1 \Delta\nu_{SBS}$ a été choisi afin d'anticiper toute augmentation de la puissance de seuil de la diffusion Brillouin stimulée dans la cavité (équation 1-111)).

31 L'acronyme SLMQW (Strained Layer Multiple Quantum Well) désigne les lasers à plusieurs couches de puits quantiques



(a) À 3 fois le seuil laser Brillouin, la largeur de raie du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1 est plus de 193 fois plus petite que la largeur de raie du laser Alcatel-A1905LMI



(b) À 3 fois le seuil laser Brillouin, la largeur de raie du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 est plus de 164 fois plus petite que la largeur de raie du laser Alcatel-A1905LMI

5-4 : Mesure de la réduction de la largeur de raie du laser 1R-SMF28-LBF1 et du laser 1R-SMFPM-LBF1 montrant la largeur de raie mesurée pour le laser de pompe (en noir) et pour le laser Brillouin (en gris)

L'effet de réduction de la largeur de raie du laser Brillouin est illustré sur la figure 5-4. Les densités spectrales de puissance des champs du laser de pompe (Alcatel-A1905LMI) et celles des lasers Brillouin à fibre optique monomode standard en silice (1R-SMF28-LBF1) et à fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation (1R-SMFPM-LBF1) en anneau en pompage non-résonant sont normalisées par rapport à leur valeur maximale et représentées en fonction de la fréquence translatée $f - f_m$ (en Hz) (où f_m correspondant à la fréquence de modulation de l'acousto-optique (voir figure 5-1)).

Lorsqu'ils sont pompés par le laser Alcatel-A1905LMI à 3 fois leur seuil laser, la largeur de raie du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1 vaut $5,7 \text{ kHz} \pm 4 \text{ kHz}$ (voir figure 5-4(a)) et celle du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 vaut $6,7 \text{ kHz} \pm 4 \text{ kHz}$ (voir figure 5-4(b)). Ce qui représente un rapport de 193 (~23 dB) pour le laser 1R-SMF28-LBF1 et un rapport de 164 (~22 dB) pour le laser 1R-SMFPM-LBF1.

Nous avons mesuré en moyenne la même largeur de raie (autour de 4 kHz) pour le laser 1R-SMF28-LBF1 et pour le laser 1R-SMFPM-LBF1 lorsqu'ils sont pompés au-delà de 3 fois leur seuil laser jusqu'à 6 fois leur seuil laser (valeur maximale que l'on pouvait atteindre). On est, là encore, limité par le banc de mesure de largeur de raie dont la résolution vaut 4 kHz ($L_d = 50 \text{ km}$ de fibre standard en silice). Pour ces cavités complètement fibrées, il est évident qu'il devient rapidement difficile de mesurer la largeur de raie du laser Brillouin même lorsque celle du laser de pompe est proche du MHz.

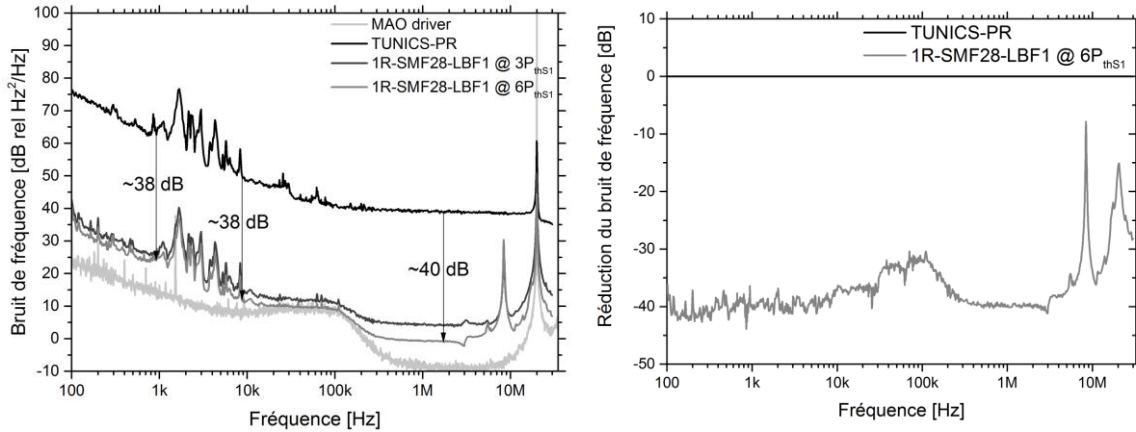
Pour s'affranchir, donc, des aléas de la mesure de largeur de raie, nous étudions, de préférence, le bruit de fréquence du laser de Pompe et du laser Brillouin à partir duquel il est possible de déduire la valeur des largeurs de raie (intrinsèque et intégrée) des lasers de Pompe et Brillouin.

5.2.1.1 Bruit de fréquence du laser 1R-SMF28-LBF1

Nous avons mesuré le bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique monomode standard en silice en anneau en pompage non-résonant (1R-SMF28-LBF1) et du laser de pompe TUNICS-PR en utilisant la technique auto-hétérodyne corrélée, décrite au début de la section 5.1.2. La différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre est assurée par une bobine $L_d = 10\text{ m}$ de fibre standard en silice. Ce qui nous permet de mesurer dans une bande de fréquence de 0 à 20 MHz.

Le bruit de fréquence (en $\text{dB rel Hz}^2/\text{Hz}$) du laser de pompe TUNICS-PR et celui du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1 sont représentés sur la figure 5-5(a) en fonction de la fréquence (en Hz) pour deux taux de pompage différents ($3 P_{thS1}$ et $6 P_{thS1}$).

À 3 fois le seuil laser, une réduction de presque 37 dB sur le bruit de fréquence du laser 1R-SMF28-LBF1 par rapport à celui de la TUNICS-PR a été observée (ce qui correspond justement à un facteur de réduction d'environ 5000). À 6 fois le seuil laser, la réduction du bruit de fréquence atteint les 38 dB dans les basses fréquences ($f < 300\text{ kHz}$) et environ 40 dB pour les fréquences supérieures.



(a) En basse fréquence, le bruit de fréquence du laser Brillouin est limité par le bruit Plancher du système de mesure

(b) Autour de 40 dB de réduction sur le bruit de fréquence du laser 1R-SMF28-LBF1 (à $6 \cdot P_{thS1}$) par rapport à la TUNICS-PR

5-5 : Réduction du bruit de fréquence du laser 1R-SMF28-LBF1

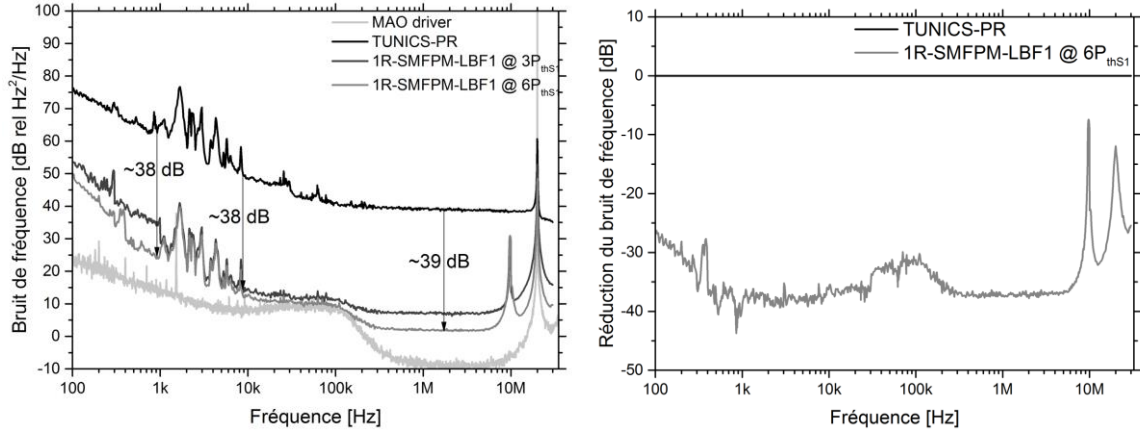
La figure 5-5(b) montre la différence de bruit de fréquence entre celui de la Pompe TUNICS-PR (en noir et à zéro sur la figure, ceci correspondant à la référence donnée par la différence) et celui du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1 (en gris sur la figure). Nous observons une réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1 dès les basses fréquences ($f < 300 \text{ kHz}$). Le pic autour de 8,5 MHz correspond à l'intervalle spectral libre du laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1. Le pic à 20 MHz correspond à la bande passante de notre banc de mesure liée à la fonction de transfert de l'interféromètre de type « sinus cardinal » (équation 5-12). Enfin, la bosse qui apparaît autour de la centaine de kHz correspond au fait que le laser Brillouin pompé à $6 P_{thS1}$ est limité par le bruit du générateur RF, qui pilote le modulateur acousto-optique (MAO) de notre banc de mesure.

Les différents pics observés entre 1 kHz et 10 kHz, sur les courbes de la figure 5-5(a), sont caractéristiques du laser de pompe TUNICS-PR. On ne les retrouve pas sur la figure 5-5(b), ce qui montre bien que la réduction en bruit de fréquence se fait bien sur l'ensemble du spectre.

5.2.1.2 Bruit de fréquence du laser 1R-SMFPM-LBF1

Nous avons aussi mesuré le bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation en anneau en pompage non-résonant (1R-SMFPM-LBF1) et du laser de pompe TUNICS-PR en utilisant le même banc que précédemment (section 5.1.2).

Le bruit de fréquence (en $\text{dB rel Hz}^2/\text{Hz}$) du laser de pompe TUNICS-PR et celui du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 sont représentés sur la figure 5-6(a) en fonction de la fréquence (en Hz) pour deux taux de pompage différents ($3 P_{thS1}$ et $6 P_{thS1}$). À 3 fois le seuil laser, autour de 35 dB de réduction du bruit de fréquence du laser 1R-SMFPM-LBF1 par rapport à celui du laser TUNICS-PR a été observé. À 6 fois le seuil laser, le bruit de fréquence du laser Brillouin est encore réduit. Une réduction entre 38 dB (dans les basses fréquences ($f < 300 \text{ kHz}$)) et 39 dB (dans les hautes fréquences ($f > 300 \text{ kHz}$)) de réduction a été observée. Pour rappel, les différents pics qui apparaissent entre 1 kHz et 10 kHz constituent la signature du laser de pompe TUNICS-PR.



(a) En basse fréquence, le bruit de fréquence du laser Brillouin est limité par le bruit Plancher du système de mesure

(b) Autour de 40 dB de réduction sur le bruit de fréquence du laser 1R-SMFPM-LBF1 (à $6P_{thS1}$) par rapport à la TUNICS-PR

5-6 : Réduction du bruit de fréquence du laser 1R-SMFPM-LBF1

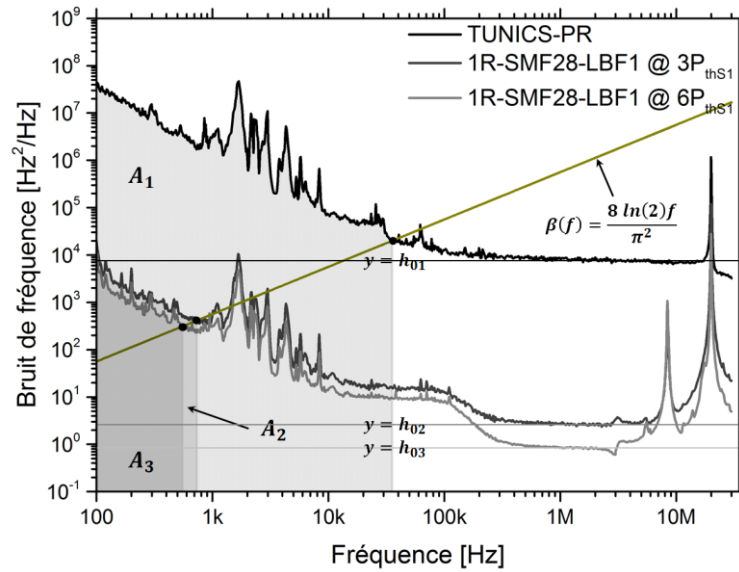
La figure 5-6(b) montre la différence de bruit de fréquence (en dB) entre celui de la Pompe TUNICS-PR (en noir et à zéro sur la figure) et celui du laser Brillouin 1R-SMFPM-LBF1 (en gris sur la figure). Comme pour le laser 1R-SMF28-LBF1, nous observons un peu plus de 38 dB de réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre par rapport à la pompe, dès les basses fréquences ($f < 300 \text{ kHz}$). On peut reprendre la même analyse. Le pic autour de 10 MHz peut être associé à l'intervalle spectral libre de cette cavité Brillouin. Le pic à 20 MHz correspond à la bande passante de notre banc de mesure liée à la fonction de transfert de l'interféromètre (équation 5-12). Comme pour le laser Brillouin 1R-SMF28-LBF1, la réduction pour le laser 1R-SMFPM-LBF1 est limitée par le bruit du générateur RF qui pilote le modulateur acousto-optique (MAO) lorsqu'il est pompé au-delà de $6P_{th}$.

Comme pour les précédents résultats, le bruit de fréquence du laser Brillouin est plus faible que celui du laser utilisé pour le pomper. Alors que la relation de *Debut et al.* (équation 5-1) sur la largeur de raie du laser Brillouin est indépendante du taux de pompage du laser Brillouin, nos résultats montrent que la réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin dépend du point de fonctionnement du laser Brillouin. Plus on augmente la puissance de pompe, plus on réduit le bruit de fréquence du laser Brillouin (figure 5-5(a) et figure 5-6(a)). Cette réduction de bruit de fréquence est de plus en plus visible lorsqu'on va vers les hautes fréquences ($f > 300 \text{ kHz}$).

Les courbes de bruit de fréquence des lasers Brillouin 1R-SMF28-LBF1 et 1R-SMFPM-LBF1 présentent, en fin de compte, des caractéristiques similaires. Le bruit de fréquence de la pompe est transféré au laser Brillouin après avoir été réduit (du facteur K^2) et filtré (pour les hautes fréquences ($f > 300 \text{ kHz}$)). Le bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique en anneau augmente pour les fréquences multiples de

l'intervalle spectral libre de la cavité laser (8,5 MHz pour le laser 1R-SMF28-LBF1 (figure 5-5) et 10 MHz pour le laser 1R-SMFPM-LBF1 (figure 5-6)) et diminue pour les fréquences multiples du demi de l'intervalle spectral libre de la cavité laser (~4 MHz pour le laser 1R-SMF28-LBF1 (figure 5-5(a))).

Le facteur de réduction de la largeur de raie des deux lasers étudiés ici a été estimé à $K^2 = 5000$ (37 dB). Cependant, jusqu'à 40 dB de réduction a été observé à 6 fois le seuil laser Brillouin. Il est donc intéressant de souligner que cet écart est plus visible dans les hautes fréquences. La partie du bruit de fréquence qui donne l'information sur la largeur de raie intégrée du laser (fréquence inférieure à 35 kHz dans le cas de la TUNICS-PR), varie sensiblement lorsqu'on augmente la puissance de Pompe au-delà de $4 P_{thS1}$ (valeur à partir de laquelle on commence à générer une onde Stokes de deuxième ordre). Par conséquent, elle a une influence minime sur la largeur de raie du laser Brillouin de premier ordre en pompage non-résonant. En effet, la réduction de bruit de fréquence ne dépasse pas les 38 dB dans les basses fréquences ($f < 300 \text{ kHz}$). Pour confirmer cet argument, nous évaluons la largeur de raie du laser de pompe TUNICS-PR et des lasers Brillouin (1R-SMF28-LBF1 et 1R-SMFPM-LBF1) à partir des mesures du bruit de fréquence effectuées. Nous utilisons les relations de la section 5.1.3, qui traite du passage du bruit de fréquence à la largeur de raie.



5-7 : Estimation de la largeur de raie du laser 1R-SMF28-LBF1 à partir de son bruit de fréquence

L'intersection de la courbe de bruit de fréquence avec la β -line permet de délimiter les zones par rapport à leur contribution dans la largeur de raie du laser

À partir de la figure 5-7 par exemple, nous pouvons déterminer la largeur de raie du laser TUNICS-PR (utilisé comme laser de pompe) et du laser Brillouin d'ordre 1 à fibre optique en silice en anneau en pompage non-résonant (1R-SMF28-LBF1). Les paramètres (A et h_0) du laser de pompe sont indicés 1 et

ceux du laser Brillouin sont indicés 2, pour la mesure à $3 P_{thS1}$ et 3, pour la mesure à $6 P_{thS1}$. Les aires A_1 , A_2 et A_3 sont calculées de $1/\tau = 100 \text{ Hz}$ à f_β fixée par la « β -line » pour chaque courbe de bruit de fréquence.

		1R-SMF28-LBF1		1R-SMFPM-LBF1	
		Largeur de raie [Hz]	Réduction	Largeur de raie [Hz]	Réduction
TUNICS-PR	πh_{01}	30k	non applicable (n.a.)	30k	n.a.
	$\sqrt{8 \ln(2) A_1}$	370k	n.a.	370k	n.a.
Largeur de raie à	πh_{02}	5	6000 (38 dB)	9	3000 (35 dB)
$3P_{thS1}$	$\sqrt{8 \ln(2) A_2}$	2,14k	173 (22,5 dB)	6k	62 (18 dB)
Largeur de raie à	πh_{03}	2,5	12000 (40 dB)	4	7500(39 dB)
$6P_{thS1}$	$\sqrt{8 \ln(2) A_3}$	1,53k	242 (24 dB)	5k	75 (19 dB)

5-2 : Réduction de la largeur de raie du laser Brillouin d'ordre 1 en pompage non-résonant

Les résultats obtenus pour le laser de pompe (TUNICS-PR) et les lasers Brillouin 1R-SMF28-LBF1 et 1R-SMFPM-LBF1 sont répertoriés dans le tableau 5-2 suivant. Pour chaque laser, nous donnons la largeur de raie intrinsèque (lorentzienne) et la largeur de raie intégrée (prenant en compte la contribution des bruits en $1/f$).

Les valeurs de largeur de raie obtenues ici sont en parfaite adéquation avec les valeurs obtenues avec la technique auto-hétérodyne lorsque la mesure était possible. Au début de la section 5.2, nous avons mesuré une largeur de raie $\Delta\nu_P = 350 \text{ kHz}$ pour le laser TUNICS-PR alors qu'ici nous obtenons $\Delta\nu_P = 370 \text{ kHz}$ (soit une augmentation de 5 %). Cela peut s'expliquer par le fait que la deuxième est une approximation dont le temps d'observation τ a été une dizaine de millisecondes alors que la première est une mesure directe avec un temps d'observation plus petite, d'environ 2,5 ms.

Nous observons aussi que les valeur de réductions ($K^2 = 173$ et $K^2 = 242$) obtenues avec le laser 1R-SMF28-LBF1 à partir du bruit de fréquence (voir tableau 5-2) sont très proches des valeurs obtenues directement à partir des largeurs de raie mesurées avec la technique auto-hétérodyne de-corrélée lorsqu'on avait utilisé le laser Alcatel-A1905LMI, plus large ($\Delta\nu_P = 1100 \text{ kHz}$), comme laser de pompe (voir section 5.2.1). Enfin, nous observons aussi une cohérence au niveau des résultats entre les différentes techniques de mesures utilisées et la prévision faite dans le tableau 5-1. Selon celui-ci, le laser 1R-SMFPM-LBF1 présente un facteur de réduction légèrement inférieur à celui du laser 1R-SMF28-LBF1.

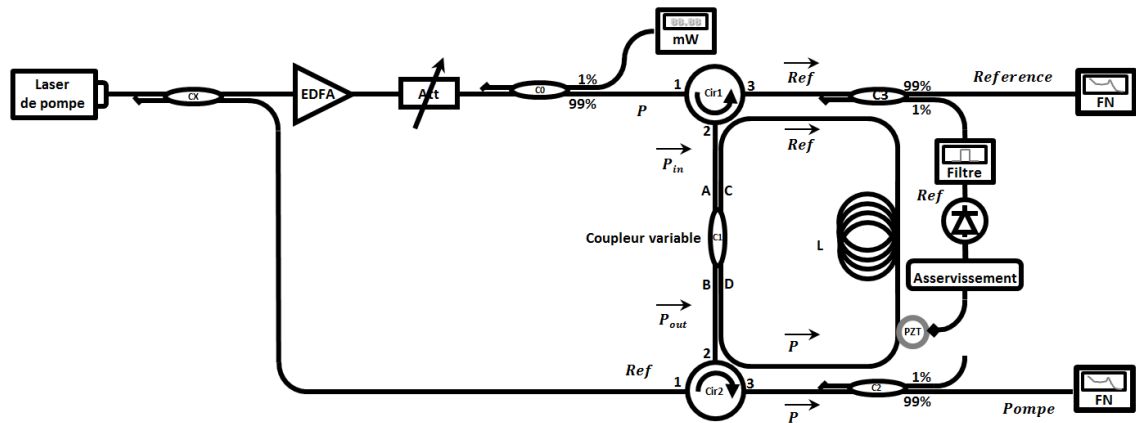
5.2.2 Cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

Les études de A. Debut *et al.* [10] ont été réalisées en négligeant l'influence de l'effet Kerr optique dans la fibre lorsque la puissance de la Pompe augmente, de la déplétion de la Pompe due à l'atténuation dans la fibre, de la diffusion Brillouin spontanée, du « mode-pulling » ($\delta\nu_{s1} \approx 0 \text{ kHz}$, ce qui revient à considérer une pompe absolument stable et un asservissement parfait), Il est donc naturel de penser que le facteur de réduction de la largeur de raie du signal Stokes de premier ordre par rapport à celle de la Pompe peut être dégradé en pompage résonant. L'accumulation de ces perturbations dans la cavité sera encore plus préjudiciable pour les ondes Stokes d'ordres supérieurs à 1.

La suite de ce chapitre se consacre à l'étude expérimentale de la cohérence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant. La largeur de raie (lorsque cela est possible) et le bruit de fréquence du laser Brillouin sont mesurés pour les ondes Stokes d'ordres supérieurs à 1. Comme nous l'avons vu à la section 3.6.2 sur la puissance de seuil du laser Brillouin en pompage résonant, 6 ondes Stokes sont susceptibles de laser pour une puissance de pompe ($P_{in}^{Max} = 600 \text{ mW}$). Nous avons restreint l'analyse en puissance aux quatre premiers ordres de Stokes et aux 3 premiers ordres pour la mesure de la cohérence. Cette restriction est imposée par les seuils de détection en puissance des bancs de caractérisation. Les ordres 5 et 6 émettant une puissance optique de l'ordre du mW, inférieure à la sensibilité des bancs (~5 mW). Nous n'introduisons pas d'amplificateur optique sur la chaîne de détection pour ne pas introduire de bruit supplémentaire sur les signaux à caractériser.

Comme nous venons de le voir dans la section 5.2.1 précédente ; les largeurs de raie intrinsèque et intégrée du laser Brillouin peuvent être respectivement plus de 10000 et 200 fois plus faibles que celles du laser de pompe utilisé. Comme de plus, la largeur de raie de la pompe doit être de préférence plus petite que la largeur des résonances de la cavité du laser Brillouin (pour un meilleur asservissement) ; la largeur de raie du laser Brillouin sera rapidement difficile à évaluer avec une technique classique. Par conséquent, nous étudions directement le bruit de fréquence du laser Brillouin. D'autant plus que ce dernier offre l'avantage de donner à la fois la largeur de raie intrinsèque et la largeur de raie intégrée.

Le laser étudié dans cette section est le laser Brillouin à fibre optique en silice à maintien de polarisation en anneau en pompage résonant (2R-SMFPM-LBF) dont nous avons donné les puissances de seuil dans le chapitre 3 et dont nous reprenons ici le schéma, pour la mesure de bruit de fréquence.

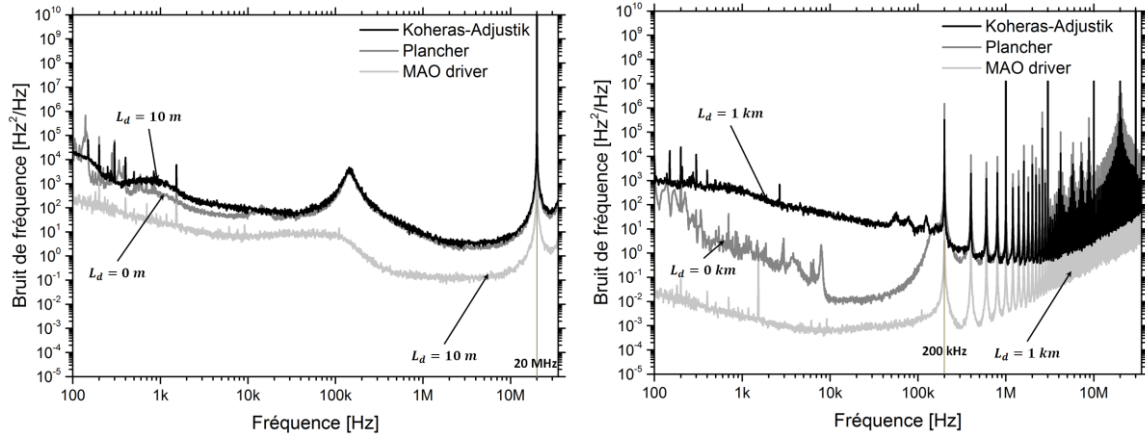


5-8 : Schéma de la cavité Brillouin pour la mesure de FN sans génération de signaux Stokes

(C (X, 0, 1, 2, 3) : coupleurs optiques, EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, Cir (1, 2) : circulateurs optiques, L : longueur de l'anneau, PZT : transducteur piézo-électrique)

Nous utilisons un laser Koheras-Adjustik ($P = 7 \text{ mW}$; $\lambda_p = 1551,5 \text{ nm}$) comme laser de pompe. La moitié de sa puissance, soit 3,5 mW est injectée dans la cavité à froid pour servir de signal de référence pour notre asservissement. L'autre moitié est amplifiée par un EDFA, constituant ainsi la Pompe du laser Brillouin. Le signal de référence est choisi suffisamment faible pour s'assurer que la diffusion Brillouin stimulée soit générée seulement par la Pompe (laser de pompe + EDFA) lorsqu'elle est injectée dans la cavité. Un atténuateur variable permet de contrôler la puissance de Pompe injectée. Les sorties de la Référence et de la Pompe sont représentées sur la figure 5-8.

Pour mesurer le bruit de fréquence, nous utilisons la technique auto-hétérodyne corrélée, décrite au début de la section 5.1.2. Dans la section précédente, nous avons utilisé une bobine $L_d = 10 \text{ m}$ de fibre standard en silice pour mesurer le bruit de fréquence du laser Brillouin lorsqu'il est pompé avec le laser TUNICS-PR. Néanmoins, le choix de cette longueur qui nous permettait d'apprécier les mesures dans une bande (BP) autour de l'intervalle spectral libre du laser Brillouin (autour de 10 MHz) n'est plus possible lorsque la cavité Brillouin est pompée avec le laser Koheras-Adjustik. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5-9(a), le bruit de fréquence du laser Koheras-Adjustik est limité par le bruit Plancher lorsque $L_d = 10 \text{ m}$ de fibre optique en silice ($BP = 20 \text{ MHz}$) est utilisé pour déséquilibrer les deux bras de l'interféromètre. Ces deux bruits sont bien distincts lorsque $L_d = 1 \text{ km}$ de fibre optique en silice ($BP = 200 \text{ kHz}$) est utilisé (voir figure 5-9(b)). Compte tenu de ce constat, un compromis s'impose entre le choix de la bande de mesure (BP) et le gain du banc de mesure, tous deux fixés par la valeur de L_d . Plus L_d est grand, plus il y a de gain pour séparer le bruit du laser du bruit Plancher ; plus aussi on réduit la bande passante du banc de mesure.



(a) Bruit de fréquence du Koheras-Adjustik pour $L_d = 10 \text{ m}$

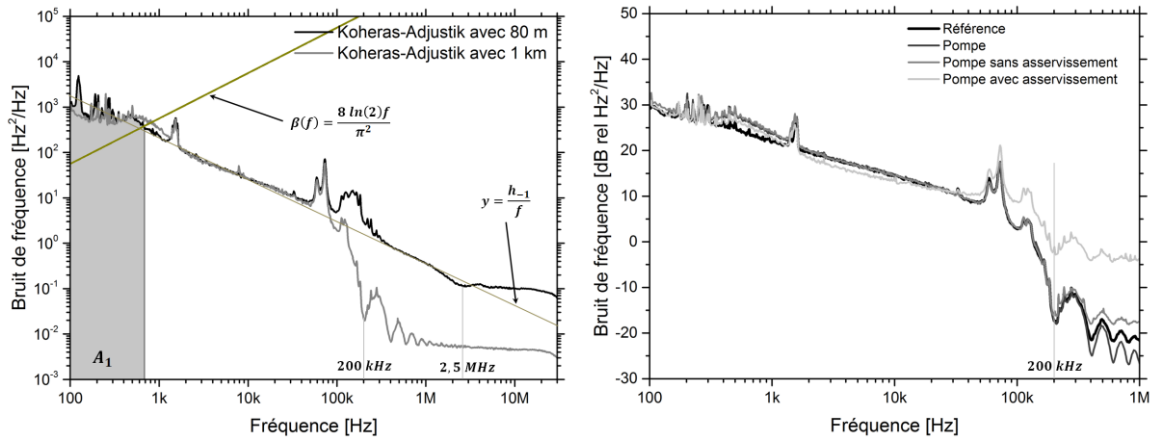
(b) Bruit de fréquence du Koheras-Adjustik pour $L_d = 1000 \text{ m}$

5-9 : Calibration pour la mesure du bruit de fréquence du Koheras-Adjustik

Pour étudier l'effet de réduction du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF, nous commençons par mesurer le bruit de fréquence du laser de pompe Koheras-Adjustik à partir duquel nous allons estimer sa largeur de raie.

Le bruit de fréquence (en Hz^2/Hz) du laser de pompe Koheras-Adjustik est représenté en fonction de la fréquence (en Hz) dans différentes configurations sur la figure 5-10. Comme nous pouvons le voir, la largeur de raie intrinsèque (obtenue à partir du bruit blanc) du laser Koheras-Adjustik est difficile à estimer à partir de ces mesures de bruit de fréquence. En effet, avec une bobine de $L_d = 1 \text{ km}$ de fibre standard en silice ($BP = 200 \text{ kHz}$, voir la courbe en gris sur la figure 5-10(a)) ou avec une bobine $L_d = 80 \text{ m}$ de fibre standard en silice ($BP = 2,5 \text{ MHz}$, voir la courbe en noir sur la figure 5-10(a)), le bruit de fréquence mesuré est principalement composé de bruit en $1/f$. La contribution du bruit blanc est inaccessible sur ces mesures. La différence de niveaux observée entre les deux mesures est liée à la fonction de transfert du banc de mesure pour les différentes longueurs de délai utilisées et non à la largeur de raie lorentzienne du laser.

Néanmoins, la largeur de raie intégrée du laser Koheras-Adjustik peut être évaluée en utilisant l'estimation de la « β -line



(a) Comparaison de la mesure du bruit de fréquence du laser Koheras-Adjustik pour deux longueurs de fibre. En gris, $L_d = 1 \text{ km}$ soit une BP = 200 kHz en noir, $L_d = 80 \text{ m}$ soit une BP = 2,5 MHz. Le bruit du laser Koheras-Adjustik est principalement en $1/f$.

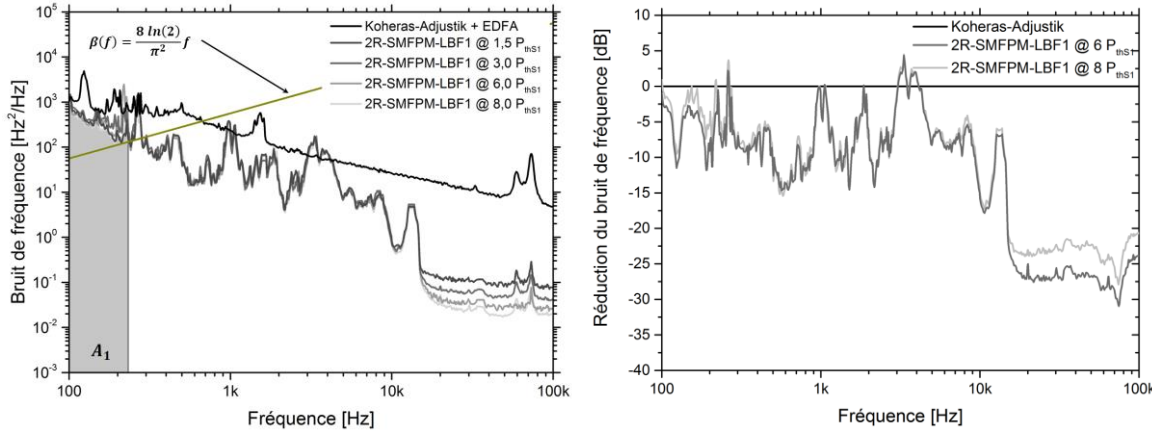
(b) Dans les basses fréquences ($f < 100 \text{ kHz}$), le système d'asservissement de la cavité Brillouin n'affecte que sensiblement le bruit de fréquence de la Pompe (ici le laser Koheras-Adjustik).

5-10 : Bruit de fréquence du Koheras-Adjustik avant et après l'asservissement de la cavité laser Brillouin

Le bruit de fréquence de la Référence (Koheras-Adjustik) et de la Pompe (Koheras-Adjustik + EDFA) sont représentés sur la figure 5-10(b). Les mesures « Pompe sans asservissement » et « Pompe avec asservissement » sont effectuées après le passage de la Pompe dans la cavité Brillouin (voir figure 5-8). Comme nous pouvons le voir, le bruit de fréquence ne varie que sensiblement pour les différentes configurations étudiées. Il en résulte que la largeur de raie de la Pompe ne change presque pas ; même lorsque l'asservissement de la cavité est mis en route.

5.2.2.1 Bruit de fréquence du laser 2R-SMFPM-LBF1

Le signal de sortie du laser Brillouin en anneau à fibre optique en silice à maintien de polarisation en pompage résonant de premier ordre (2R-SMFPM-LBF1) se propage dans le sens opposé à la Pompe, donc dans le même sens que la Référence. Pour mesurer le bruit de fréquence du laser 2R-SMFPM-LBF1, nous ajoutons un filtre passe-bande (32-650 pm) accordable de type XTM-50 (Yenista Optics) entre le coupleur C3 et le bloc de mesure de bruit de fréquence (FN, sur la figure 5-8).



(a) Avec $L_d=1$ km et pour $f < 10$ kHz, le bruit de fréquence du laser Brillouin se confond avec le bruit Plancher du système de mesure

(b) Près de 30 dB de réduction sur le bruit de fréquence du laser 2R-SMFPM-LBF1 (à $8P_{thS1}$) par rapport à la Pompe (ici le laser Koheras-Adjustik)

5-11 : Réduction du bruit de fréquence du laser 2R-SMFPM-LBF1

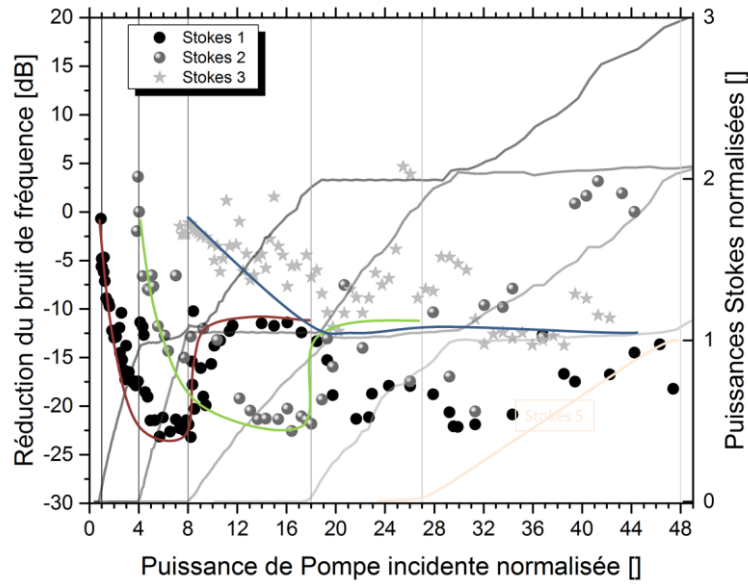
Le bruit de fréquence (en Hz^2/Hz) du laser de pompe Koheras-Adjustik et celui du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF1 sont représentés en fonction de la fréquence (en Hz) sur la figure 5-11(a) pour différents taux de pompage. Comme pour les lasers Brillouin en pompage non-résonant, la réduction du bruit de fréquence a lieu presque qu'immédiatement. À $1,5 P_{thS1}$ (P_{thS1} étant la puissance de seuil laser Brillouin de premier ordre), nous observons jusqu'à 15 dB de réduction à certaines fréquences (inférieures à 10 kHz) et jusqu'à 20 dB de réduction à d'autres (supérieures à 10 kHz). Lorsque nous augmentons le taux de pompage, nous constatons que le niveau de bruit dans les fréquences inférieures à 10 kHz reste le même tandis qu'au-delà, le bruit de fréquence du laser 2R-SMFPM-LBF1 continue à diminuer. Autour de 27 dB de réduction a été mesuré à $8 P_{thS1}$, comme nous pouvons le voir sur la figure 5-11(b).

À ce stade, nous mesurons, pour le laser 2R-SMFPM-LBF1, une largeur de raie intégrée $\sqrt{8 \ln(2) A_1} \approx 0,5$ kHz à $1,5 P_{thS1}$ (A_1 correspond à l'aire sous sa courbe de bruit de fréquence comme indiquée sur la figure 5-11(a)). Cette largeur de raie, 3 fois plus petite que celle du laser Koheras-Adjustik, correspond à la valeur minimale que nous pouvons mesurer avec notre banc de mesure pour $L_d = 1$ km (voir figure 5-9(b)). En effet, autour de la centaine de Hz, le bruit du laser Koheras-Adjustik est déjà très proche du bruit Plancher. Il faut dire aussi que dans cette gamme de fréquence, plus la longueur de la fibre est grande plus le système de mesure (en fibre optique) est sensible aux fluctuations de fréquence entre autres. La largeur de raie du laser Brillouin devient alors plus difficile à évaluer puisque son bruit d'intensité se confond avec celui du bruit Plancher.

5.2.2.2 Synthèse sur le bruit de fréquence du laser Brillouin 2R-SMFPM-LBF

Comme nous venons de le voir dans la section 5.2.2.1 précédente, le bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant d'ordre 1 (2R-SMFPM-LBF1) se confond avec le bruit Plancher du système de mesure pour les fréquences inférieures à 10 kHz. Pour des fréquences supérieures à 10 kHz et pour des puissances de Pompe supérieures à $3P_{thS1}$, le bruit Plancher est légèrement inférieure à celui du laser Brillouin de telle sorte que l'on puisse observer une diminution du bruit de fréquence avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente. Puis autour de $5P_{thS1}$, le bruit de fréquence du laser Brillouin atteint le bruit Plancher (pour $f > 10\text{ kHz}$).

Nous avons fait ces mêmes observations sur le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 2. À partir d'un certain taux de pompage (autour de 2 fois son seuil laser), le bruit de fréquence du laser Brillouin atteint le niveau du bruit Plancher. Nous représentons sur la figure 5-12, des mesures du rapport du bruit de fréquence des lasers Brillouin d'ordres 1, 2 et 3 sur celui de la Pompe en fonction de la puissance de Pompe incidente dans la cavité normalisée par rapport à la puissance de seuil P_{thS1} du laser Brillouin d'ordre 1. Le niveau zéro correspond au rapport du bruit de fréquence de la Pompe sur elle-même.



5-12 : Rapport du bruit de fréquence du laser Brillouin sur le bruit de la Pompe en fonction de la puissance de Pompe incidente et puissances des ondes Stokes normalisées par rapport à P_{th}

L'évolution du bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 1 et celle du laser Brillouin d'ordre 2 sont très similaires. Le bruit de fréquence du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant, lorsqu'il est stable, est toujours plus faible que celui de la Pompe. Il diminue d'une vingtaine de dB autour de 2 fois le seuil laser Brillouin ($2P_{thS1}$ ou $2P_{thS2}$). Au-delà de cette valeur, le bruit de fréquence

continue à diminuer pour atteindre le même niveau que le bruit Plancher. On mesure cette valeur jusqu'à ce qu'une nouvelle onde Stokes d'ordre impair (dans le cas du laser Brillouin d'ordre 1) ou pair (dans le cas du laser Brillouin d'ordre 2) soit générée dans la cavité. Alors, le bruit de fréquence du laser Brillouin augmente, sans atteindre cependant, le niveau de bruit de fréquence de la Pompe. Autour de 15 dB de réduction sont alors observés.

Le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 3 (en bleu sur la figure 5-12) est lui aussi plus faible que celui de la Pompe. La réduction observée à 2 fois le seuil laser Brillouin d'ordre 3 (autour de 15 dB) est moindre que celle observée pour les ordres inférieurs, très probablement due à l'instabilité du laser Brillouin d'ordre 3. En effet, lorsque l'asservissement est optimisé pour le signal Stokes d'ordre 1, le décentrage du signal Stokes d'ordre 3 est maximal. Même si la puissance des deux signaux Stokes est clampée dans la zone 3 (entre $18 P_{thS1}$ et $27 P_{thS1}$), le bruit de fréquence du signal Stokes d'ordre 1 est minimal (environ 22 dB plus faible que celui de la Pompe) tandis que celui du signal Stokes d'ordre 3 est plus élevé (environ 10 dB plus faible que celui de la Pompe).

5.3 Conclusion

Contrairement au bruit d'intensité, le bruit de fréquence de la Pompe est toujours supérieur à celui du laser Brillouin en pompage non-résonant comme en pompage résonant. La réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin dépend de la puissance de Pompe incidente à la cavité Brillouin. Dans la zone 1 (entre $1 P_{thS1}$ et $4 P_{thS1}$), le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 1 diminue drastiquement avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente. Plus d'une vingtaine de dB de réduction a été observée. Dans les conditions actuelles de nos mesures, le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 1 atteint le même niveau que le bruit Plancher dans la zone 2 (entre $4 P_{thS1}$ et $8 P_{thS1}$). La réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 1 en pompage résonant est très probablement similaire à celle obtenue pour le laser Brillouin en pompage non-résonant (autour de 40 dB). D'autres expériences (comme utiliser une Pompe encore plus bruitée ou réduire le bruit Plancher du système de mesure) sont néanmoins nécessaires pour confirmer cette affirmation.

Le laser Brillouin d'ordre 2 (dans la zone 2 où sa puissance est croissante et dans la zone 3 où celle-ci est saturée) a un comportement similaire à celui du laser Brillouin d'ordre 1, en termes de bruit de fréquence.

Plus généralement, le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre N a tendance à diminuer lorsqu'une onde Stokes d'ordre $N + 1$ est générée dans la cavité. À l'inverse, toute onde Stokes d'ordre $N + 2$ générée a tendance à faire augmenter le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre N , comme le montre la figure 5-12.

Conclusion générale

Conclusion générale

À côté de l'effet Kerr et la diffusion Raman, la diffusion Brillouin fait partie des rares effets non-linéaires intrinsèques aux fibres optiques dont des applications pratiques ont été développées. La diffusion Brillouin stimulée est surtout étudiée dans le domaine des télécommunications par fibres optiques [5] et des capteurs à fibre optiques distribués [6]–[9]. Elle est notamment utilisée pour la réalisation de gyroscopes à effet Brillouin [160], de lasers Brillouin à fibre optique [176], d'horloges optiques [177], de décaleurs de fréquence à fibre optique [178], d'amplificateurs optiques à bande étroite [179], etc.

Deux types de cavités ont été étudiés au cours de cette thèse. La cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau avec circulateur en pompage non-résonant et la cavité laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant.

Le laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant, plus facile à mettre en œuvre que la cavité historique de *Hill et al.* [104], a été étudié en premier lieu afin de bien comprendre le fonctionnement du laser Brillouin résultant de l'onde Stokes d'ordre 1. Cette architecture, proposée en 2008 par *F. Mihélic et al.* [137], avec l'apparition des circulateurs optiques tout-fibrés, présente l'avantage d'être utilisable quelle que soit la fréquence du laser de pompe. En effet, le signal de celui-ci étant injecté dans la cavité à l'aide d'un circulateur optique, est éjecté après un seul tour de la cavité. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir recours à une boucle de rétroaction pour asservir la fréquence de la Pompe sur une résonance de la cavité. Néanmoins, la puissance de seuil laser Brillouin y est plus grande.

Nous avons montré, pour la même architecture, que l'utilisation d'éléments à maintien de polarisation permet de réduire d'un tiers la puissance de Pompe incidente nécessaire pour faire laser l'onde Stokes d'ordre 1 dans une cavité à fibre silice standard. Ainsi, la puissance de seuil laser Brillouin qui vaut 90 mW dans une cavité en fibre optique monomode standard en silice (1R-SMF28-LBF1), passe à 60 mW dans une cavité en fibre silice à maintien de polarisation (1R-SMFPM-LBF1). Elle ne vaut qu'une dizaine de mW dans une cavité à fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation lorsque le pompage est résonant.

Le résultat le plus intéressant concernant cette thèse est l'impressionnante réduction (> 40 dB) du bruit de fréquence du laser Brillouin par rapport à celui du laser de pompe. Cette réduction de bruit de fréquence est observable à toutes les fréquences, sauf à des fréquences multiples de l'intervalle spectral libre de la cavité, correspondant en fait à la fréquence de résonance de la cavité. De cette réduction de bruit de fréquence résulte une largeur de raie intrinsèque du laser Brillouin, 4 ordres de grandeur plus petite que celle du laser de pompe.

À l'inverse, nous avons constaté une augmentation du bruit d'intensité du laser Brillouin en pompage non-résonant par rapport à celui de la Pompe. Près du seuil, un bruit d'intensité 100 fois plus élevé que celui

du laser de pompe est mesuré. Ce bruit d'intensité diminue avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente jusqu'à atteindre le même niveau que celui du laser de pompe. Ce qui se produit généralement lorsque l'onde Stokes d'ordre 1 circulant dans la cavité atteint la puissance critique (P_{th}) pouvant générer une onde deuxième onde Stokes dans la cavité. L'onde Stokes d'ordre 1 a alors tendance à se saturer à la valeur P_{th} et les fluctuations d'intensité de l'onde Pompe, transférées à l'onde Stokes d'ordre 2. Malheureusement, cette deuxième onde Stokes n'est pas entretenue dans la cavité, puisqu'elle est, comme la Pompe, contra-propagative à l'onde Stokes d'ordre 1 donc ne re-circule pas dans la cavité. Pour continuer à observer la diminution du bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre 1, il faut que la puissance de celui-ci soit clampée.

En pompage résonant, lorsque la puissance de l'onde Stokes d'ordre 1 atteint la puissance critique P_{th} , elle génère une onde Stokes d'ordre 2 qui circule dans la cavité dans le même sens que la Pompe. Cette deuxième onde Stokes est capable, lorsque le gain Brillouin qu'elle reçoit de l'onde Stokes d'ordre 1 égalise les pertes de la cavité, de laser à son tour. Tant que l'onde Stokes d'ordre 1 alimente l'onde Stokes d'ordre 2, la puissance du laser Brillouin à fibre optique monomode en silice à maintien de polarisation en anneau en pompage résonant d'ordre 1 (2R-SMFPM-LBF1) reste constante, et son bruit d'intensité devient inférieur à celui du laser de pompe. Autour de 4 fois le seuil laser Brillouin d'ordre 1 ($4 P_{thS1}$), plus de 20 dB de réduction ont été observés par rapport au bruit d'intensité de la Pompe.

Comme nous l'avons signalé précédemment, la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 se voit aussi réduite en pompage résonant. Le facteur de réduction de la puissance de seuil laser Brillouin en pompage résonant dépend particulièrement du coefficient de réinjection de l'onde Pompe dans l'anneau.

Outre la réduction du bruit d'intensité et de la puissance de seuil laser, nous avons observé, comme en pompage non-résonant, la réduction du bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre 1. Un peu plus de 20 dB de réduction par rapport au bruit de fréquence de la Pompe a été mesuré à $3 P_{thS1}$. Au-delà, le bruit de fréquence mesuré, se confondait avec le bruit Plancher de notre banc de mesure. Compte tenu des paramètres du laser Brillouin étudié, nous estimons à partir de la formule de *Debut et al.* [10] qu'une réduction de 40 dB est aussi possible en pompage résonant.

Une fois ces démonstrations faites sur le laser Brillouin d'ordre 1, nous avons étudié les lasers Brillouin d'ordres 2, 3 et 4, selon la puissance de Pompe disponible et en évitant de claquer les composants optiques. Cette étude expérimentale a permis de relever les comportements suivants :

- La puissance de Pompe incidente disponible peut être séparée en plusieurs tranches définissant des zones Brillouin qui informe sur le nombre d'ondes Stokes présents dans la cavité Brillouin et leur croissance. En fonction de la puissance de seuil laser Brillouin d'ordre 1 (P_{thS1}), les frontières des 6 premières zones peuvent être décrites par la suite (0, 1, 4, 8, 18, 27, 48, ...). Dans une zone N considérée, si N est impair alors toutes les ondes Stokes d'ordres impairs sont en train de croître dans la cavité tandis que la puissance des ondes Stokes d'ordres pairs sature

à une valeur multiple de la puissance de seuil Brillouin sur un tour de l'anneau (P_{th}). Si N est pair, c'est la puissance des ondes Stokes d'ordres impairs qui est saturée.

- Le bruit de fréquence du laser Brillouin d'ordre N est plus faible que celui de la Pompe. Tant que la puissance de Pompe incidente est inférieure à la puissance de Pompe nécessaire pour générer une onde Stokes de même parité, il continue à diminuer. Limitée par le bruit Plancher du système de mesure, autour d'une vingtaine de dB de réduction a été observée sur les 2 premières ondes Stokes.
- Le bruit d'intensité du laser Brillouin d'ordre N est supérieur à celui de la Pompe lorsque la puissance de Pompe incidente est inférieure à $2 P_{thS1}$. En augmentant la puissance de Pompe incidente, le bruit d'intensité du laser Brillouin diminue jusqu'à devenir inférieur à celui de la Pompe. Tant que la puissance de l'onde Stokes circulant dans la cavité est clampée, son bruit d'intensité reste inférieur à celui de la Pompe. Une vingtaine de dB de réduction a été observée pour les lasers étudiés.

La réduction du bruit de fréquence (à travers le facteur K^2 de *Debut et al.* [10]) et la réduction du bruit d'intensité (à travers les fonctions de transfert de *Stépien et al.* [147]) au premier ordre de Stokes sont une fonction du taux d'amortissement $\gamma_A = \pi \Delta \nu_B$ de l'onde acoustique dans la cavité. Ainsi, une explication probable de cette réduction en présence de l'onde Stokes d'ordre 2, serait que la largeur de la bande de gain Brillouin ($\Delta \nu_B$) augmente avec l'augmentation de la puissance de Pompe incidente dans la cavité Brillouin.

Ces travaux nous ont permis de répondre à certaines questions sur la dynamique du laser Brillouin à fibre optique en anneau en termes de bruit d'intensité et de bruit de fréquence. Ces caractéristiques étant dépendantes du point de fonctionnement du laser Brillouin, nous savons maintenant quelle est la puissance de Pompe incidente nécessaire et suffisante pour avoir le laser Brillouin le plus cohérent et le moins bruyé possible. D'une manière générale, pour réduire le bruit d'intensité et de fréquence du laser Brillouin d'ordre N , il faut se placer dans la zone $N + 1$ (voir tableau 3-1).

Ces travaux donnent suite à une étude dans le cadre d'un projet (2016-2019) associant IDIL, Keopsys, Thales, Photonics Bretagne. Le but sera de rechercher les performances ultimes de ces lasers. Notamment en optimisant et en stabilisant le coefficient de réinjection R de la cavité. Comme nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit, ce paramètre est déterminant pour la puissance de seuil du laser Brillouin comme pour la réduction de son bruit d'intensité et de fréquence.

Annexes

Annexe 1 : Détermination de la valeur de la constante g_{th} pour le calcul de la puissance de seuil Brillouin

La puissance de seuil Brillouin dans une fibre optique monomode peut s'écrire sous la forme suivante :

$$P_{th} = g_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \left(\frac{\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B} \right) \quad A1-1$$

où :

- g_{th} est une constante
- A_{eff} est l'aire effective du mode fondamental de la fibre (en m^2) ;
- η_p est une constante qui prend en compte la polarisation entre l'onde Pompe et Stokes ($0,5 < \eta_p < 1$) ;
- g_B est le coefficient de gain Brillouin linéique ($g_B = g_B(\omega_B)$ en m/W) ;
- L_{eff} est la longueur effective de la fibre optique de longueur L (en m) ;
- $\Delta\nu_P$ est la largeur de raie de l'onde Pompe (en Hz) ;
- $\Delta\nu_B$ est la largeur de raie de l'onde Stokes autrement dit la bande de gain Brillouin (en Hz).

Lorsque la largeur spectrale du laser de pompe est très petite par rapport à la bande de gain Brillouin ($\Delta\nu_P \leq 0,1 \Delta\nu_B$), la convolution $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B$ tend vers $\Delta\nu_B$ et la puissance de seuil Brillouin s'écrit simplement sous la forme :

$$P_{th} \cong g_{th} \frac{A_{eff}}{\eta_p g_B L_{eff}} \quad A1-2$$

g_{th} dépend directement des caractéristiques de la fibre notamment sa composition et sa géométrie. Une première approximation de la valeur de g_{th} a été donnée en 1972 par *Smith* [55]. Depuis la valeur $g_{th} = 21$ a été largement utilisée dans le calcul de la puissance de seuil Brillouin dans les fibres optiques [75], [78], [180]–[184]. Seulement, à l'époque de cette estimation, le coefficient d'absorption α des fibres optiques était relativement élevé ($\alpha = 20 \text{ dB/km}$). Ce qui lui a permis de faire des simplifications que l'on ne peut plus considérer de nos jours. Pour une fibre étudiée, la valeur de la constante g_{th} doit être calculée selon ses caractéristiques. C'est pourquoi, nous avons voulu reprendre dans cette annexe, les étapes qui permettent de déterminer la valeur de la constante g_{th} pour le calcul de la puissance de seuil Brillouin dans une fibre optique monomode. Cette description est extraite de la référence [132] de *Kobyakov et al.*

On considère la définition de la puissance de seuil Brillouin qui consiste à comparer la puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée $P_S(0)$ à une fraction μ ($0 < \mu < 1$) de la puissance de l'onde pompe incidente $P_P(0)$. Cette condition s'écrit :

$$P_{th} = P_P(0) \text{ telle que } P_S(0) = \mu P_P(0) \quad A1-3$$

La puissance de l'onde Pompe et celle de l'onde stokes sont couplées entre elles à travers les équations différentielles suivantes :

$$\frac{dP_P}{dz} = -\eta_p g_B(\nu) \frac{P_S}{A_{eff}} P_P - \alpha P_P \quad A1-4$$

$$\frac{dP_S}{dz} = -\eta_p g_B(\nu) \frac{P_P}{A_{eff}} P_S + \alpha P_S \quad A1-5$$

En négligeant la déplétion de la Pompe par rapport à la diffusion Brillouin stimulée (autrement dit, on néglige la partie non-linéaire de l'équation A1-4), on peut trouver une solution approchée de l'évolution de la puissance de Pompe, qui s'écrit :

$$P_P(z) = P_P(0)e^{-\alpha z} \quad A1-6$$

En remplaçant cette dernière dans l'équation A1-5, on obtient :

$$\frac{dP_S}{dz} = -\eta_p g_B(\nu) \frac{P_P(0)e^{-\alpha z}}{A_{eff}} P_S + \alpha P_S \quad A1-7$$

Celle-ci peut encore s'écrire en termes de nombre d'occupation de photons, sous la forme :

$$\frac{dN}{dz} = -\eta_p g_B(\nu) \frac{P_P(0)e^{-\alpha z}}{A_{eff}} (N + n_{sp}) + \alpha N \quad A1-8$$

avec :

$$n_{sp} = 1 + \frac{1}{e^{h\nu_B/k_B T}} \approx \frac{k_B T}{h\nu_B} \quad A1-9$$

où h et k_B sont respectivement la constante de Planck et la constante de Boltzmann, T est la température de la fibre et $\nu_B = \nu_P - \nu_S$ représente le décalage Brillouin.

Une solution de l'équation A1-9, obtenue en considérant la condition aux limites $N(L) = 0$ (sans photons Stokes au démarrage de l'effet Brillouin), permet d'écrire le gain Brillouin [185], [186] :

$$\mathcal{G}(\nu) = \frac{N(0)}{n_{sp}} = \left(\frac{1}{\kappa} + e^{-\alpha L} \right) e^{\left(\kappa(1-e^{-\alpha L}) \right)} - 1 - \frac{1}{\kappa} \quad A1-10$$

avec

$$\kappa = \eta_p g_B(\nu) \frac{P_P(0)}{\alpha A_{eff}} \quad A1-11$$

où κ est un paramètre sans dimension que l'on peut considérer comme la puissance de Pompe incidente normalisée. La puissance Stokes générée s'écrit alors :

$$P_S(0) = 2n_{sp} \int_{-\infty}^{+\infty} h\nu \mathcal{G}(\nu) d\nu = 2 \frac{k_B T}{\nu_B} \int_{-\infty}^{+\infty} \nu \mathcal{G}(\nu) d\nu \quad A1-12$$

La solution analytique de cette intégrale a été déterminée par *Kobyakov et al.* dans la référence [187]. Elle s'écrit :

$$P_S(0) = \frac{4\pi}{3} \Theta e^{\frac{g_{th}}{2}} \left\{ g_{th} \left(1 + \frac{e^{-\alpha L}}{2} \right) \left[I_0 \left(\frac{g_{th}}{2} \right) - I_1 \left(\frac{g_{th}}{2} \right) \right] - (1 - e^{-\alpha L}) I_1 \left(\frac{g_{th}}{2} \right) \right\} \quad A1-13$$

avec :

$$g_{th} = \kappa(1 - e^{-\alpha L}) \quad A1-14$$

$$\Theta = \frac{k_B T v_p}{2 v_B} \Delta v_B \quad A1-15$$

et où $I_l(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre l . Une bonne approximation de l'équation A1-13 peut être obtenue en utilisant un développement asymptotique des fonctions de Bessel modifiées [188] :

$$I_0(x) \approx \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}} \left(1 + \frac{1}{8x}\right) \text{ et } I_1(x) \approx \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}} \left(1 - \frac{3}{8x}\right) \quad A1-16$$

En remplaçant la puissance Stokes $P_S(0)$, ainsi obtenue, dans la condition de seuil Brillouin (équation A1-3), on obtient :

$$\frac{\kappa^{-\frac{3}{2}} e^{\kappa(1-e^{-\alpha L})}}{\sqrt{1-e^{-\alpha L}}} \left(\frac{1}{2\kappa} + e^{-\alpha L}\right) = \mu \frac{\alpha A_{eff}}{2\eta_p g_B \Theta \sqrt{\pi}} \quad A1-17$$

Pour des courtes longueurs de fibres ($L \leq 40 \text{ km}$ et $\alpha \approx 0,2 \text{ dB/km}$), le terme $1/2\kappa$ peut être négligé et l'équation A1-17 devient :

$$g_{th}^{-\frac{3}{2}} e^{-g_{th}} = \frac{2\eta_p g_B \Theta \sqrt{\pi}}{\mu \alpha A_{eff}} (1 - e^{-\alpha L}) e^{-\alpha L} \quad A1-18$$

Une approximation de la solution analytique de l'équation A1-18 est obtenue pour :

$$g_{th} \approx \Psi \left(1 + \frac{\frac{3}{2} \ln \Psi}{\Psi - \frac{3}{2}}\right) \quad A1-19$$

avec :

$$\Psi = -\ln \left(\frac{2\eta_p g_B \Theta \sqrt{\pi}}{\mu \alpha A_{eff}} (1 - e^{-\alpha L}) e^{-\alpha L} \right) \quad A1-20$$

Pour des fibres plus longues ($L > 40 \text{ km}$), c'est le terme $e^{-\alpha L}$ que l'on néglige et l'équation A1-17 devient :

$$g_{th}^{-\frac{5}{2}} e^{-g_{th}} = \frac{\eta_p g_B \Theta \sqrt{\pi}}{\mu \alpha A_{eff}} \quad A1-21$$

Une approximation de la solution analytique de l'équation A1-21 est obtenue pour :

$$g_{th} \approx \Psi \left(1 + \frac{\frac{5}{2} \ln \Psi}{\Psi - \frac{5}{2}}\right) \quad A1-22$$

avec :

$$\Psi = -\ln\left(\frac{\eta_p g_B \Theta \sqrt{\pi}}{\mu \alpha A_{eff}}\right) \quad \text{A1- 23}$$

C'est cette dernière approximation que *Smith* a utilisée dans son article en 1972. Pour $\lambda_p = 1,06 \mu m$, $\nu_B = 16,6 GHz$ et $\Delta\nu_B = 50 MHz$, on obtient $\Theta = 1,8 nW$. Puis pour $\eta_p = 2/3$ pour une fibre sensible à la polarisation, $g_B = 3.10^{-9} cm/W$, $\mu = 1$, $\alpha = 5.10^{-5} cm^{-1}$ et $A_{eff} = 10^{-7} cm^2$, on obtient $\Psi = 19,1.10^{-7}$. En remplaçant cette valeur de Ψ dans l'équation A1-22, on retrouve la valeur obtenue par *Smith* : $g_{th} = 21,1$.

Annexe 2 : Observation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques multimodes

L'utilisation des fibres multimodes n'est pas une idée nouvelle. Elles ont d'ailleurs précédé les fibres monomodes dans le domaine des télécommunications optiques. Limitées par la grande dispersion modale qu'elles engendrent, elles ont cédé la place aux fibres monomodes qui désormais constituent le squelette des réseaux [14]. D'importantes avancées technologiques ont été obtenues dans la quête de l'augmentation de la capacité des liens optiques. Le signal optique peut être multiplexé en temps, en longueur d'onde, en polarisation et en phase. Le multiplexage en espace (SDM : spatial division multiplexing) devient la nécessité actuelle [18]–[20]. Comme solution, on étudie les modes supérieures dans la fibre et/ou la séparation du signal optique dans une fibre à multiples cœurs [189]. Le multiplexage modal peut être mise en œuvre avec des modes polarisés linéairement (LP) ou avec des modes de moment cinétique orbital (OAM en anglais pour Orbital Angular Momentum). Les modes LP et OAM sont tous les deux formés à partir de combinaisons linéaires de vecteurs de modes propres de la fibre. Dans le cas des modes LP, ces vecteurs ont des constantes de propagation différentes tandis que les modes OAM ont exactement deux vecteurs de modes propres avec des constantes de propagation identiques. Cette distinction a une incidence considérable sur la conception de la fibre ainsi que la façon de faire du démultiplexage.

Les fibres optiques faiblement multimodes supportent plus d'un mode transverse, mais tout de même un nombre limité afin de faciliter le multiplexage et le démultiplexage des signaux optiques. Une transmission PDM (Phase Division Multiplexing) à cinq (5) canaux à 100 Gb/s dans une fibre supportant 4 groupes de modes (LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02}) a été rapportée par C. Koebele [190]. À cause de difficultés techniques liées à la différence de temps de propagation entre les différents modes (DMGD), les expériences dans ce domaine ont été réalisées avec des fibres à deux groupes de modes. Dans cette lignée, E. Ip et al. rapporte une transmission WDM (Wavelength Division Multiplexing) sur 50 km [191].

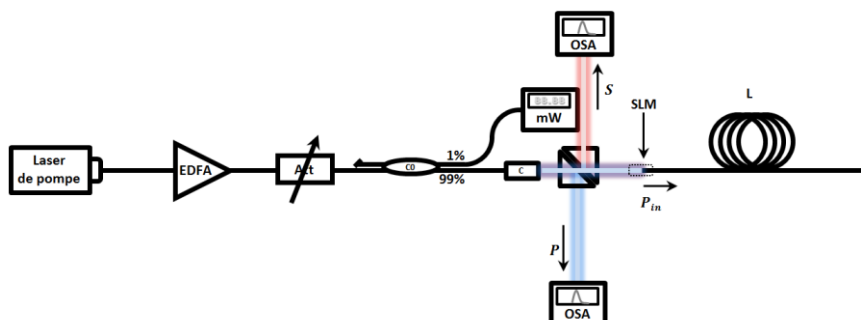
Les effets non-linéaires constituant généralement un facteur limitant pour les télécommunications optiques, l'étude de l'effet non-linéaire Brillouin dans ces fibres nous préoccupe. Si la diffusion Brillouin est largement étudiée dans les fibres monomodes en silice [29], [192], [193], elle l'est moins dans les fibres multimodes ou faiblement multimodes. Récemment, elle a été étudié, numériquement [194], [195] et expérimentalement [196]–[198] dans les fibres faiblement multimodes. Les résultats montrent que le spectre de gain Brillouin dépend de la paire de modes optiques impliqués. En outre, il a été rapporté que le gain de la diffusion Brillouin stimulée intermodal (deux modes optiques différents) est du même ordre de grandeur [196], ou même plus grande que le gain de la diffusion Brillouin stimulée intra-modal (deux modes optiques identiques) [195].

Une modélisation de la diffusion Brillouin dans les fibres multimodes, initialement dû à R.W. Hellwarth en 1978 [199], [200], puis reprise par L. Lombard en 2005 [201] est aussi basée sur une interaction à trois ondes. À l'époque, Hellwarth avait publié une étude mathématique de la conjugaison de phase par effets Raman et Brillouin dans un guide d'onde. Plus récemment en mai 2014, Aldo Minardo [34] publie une étude expérimentale et numérique de la diffusion Brillouin dans une fibre multimode à gradient d'indice en silice (diamètre cœur = 50 μm , $ON = 0,2$) supportant quelques dizaines de modes optiques et des centaines de modes acoustiques. Un traitement numérique basé sur l'analyse des éléments finis lui a permis de prédire le spectre de gain Brillouin pour la distribution des ondes Pompe et Stokes.

Actuellement, l'étude de la diffusion Brillouin dans les fibres faiblement multimodes est principalement axée sur l'évaluation de la puissance de seuil Brillouin [32], [33], [202]. Mais toutes les caractéristiques fondamentales de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes sont présentes dans les fibres optiques multimodes. Pour caractériser la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques multimodes, il suffit d'adapter les bancs de mesure étudiés au chapitre **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

Mesure de la fréquence Brillouin dans les fibres optiques multimodes

L'utilisation du montage pour les fibres optiques monomodes nous permettra probablement de déterminer la fréquence Brillouin du mode fondamental d'une fibre multimode mais pas celle des modes supérieurs puisqu'ils sont normalement filtrés par les composants optiques fibrés monomodes (isolateurs, circulateurs, coupleurs) du montage. Faute donc, de composants optiques fibrés multimodes, la caractérisation Brillouin des fibres optiques multimodes doit se faire en partie en espace libre.



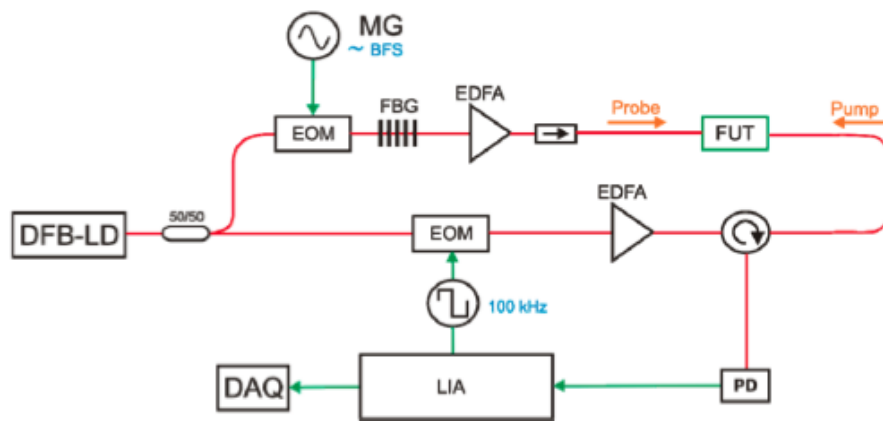
A2-1 : Banc de mesure du décalage Brillouin dans les fibres optiques multimodes

(EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, CO : coupleur optique, C : collimateur, L : longueur de la fibre sous test, OSA : analyseur de spectre optique)

La Pompe (laser de pompe + amplificateur) est envoyée dans un collimateur (C) puis séparée en deux par un cube séparateur 50/50. La partie transmise passe par un étage de sélection de mode (SLM) avant d'être envoyée dans la fibre sous test. L'autre partie nous permettra de lire directement la fréquence (et la puissance) de l'onde Pompe. Une partie de l'onde Stokes rétrodiffusée, quand la puissance injectée est suffisante, est transmise par le cube séparateur. La fréquence de cette onde est alors mesurée et retranchée à celle de la pompe. La fréquence Brillouin pour le mode sélectionné est alors déterminée.

Mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques multimodes

Dans les fibres multimodes, on assiste à un élargissement du spectre de gain Brillouin dû à la formation de nouvelles fréquences Brillouin résultantes des interactions entre les différentes modes optiques et acoustiques qui circulent dans la fibre.



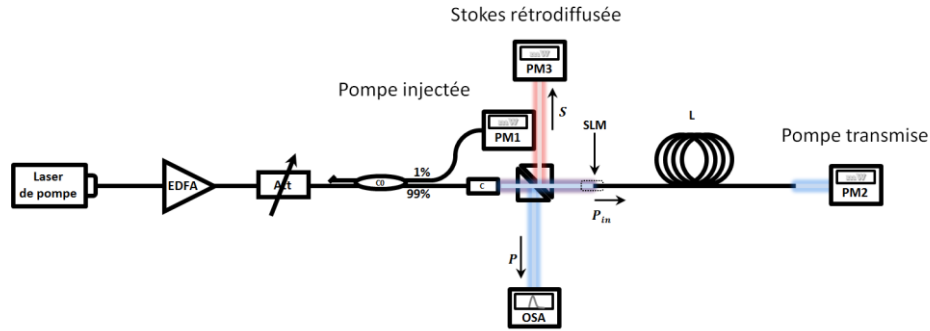
A2-2 : Banc Pompe-Sonde de mesure de la bande de gain Brillouin dans une fibre optique multimode [34]

(EOM : modulateur électro-optique, FBG : Réseau de Bragg, EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, FUT : fibre sous test, PD : photo-détecteur, LIA : lock-in-amplifier, DAQ : carte d'acquisition de données)

Le banc de mesure de la bande de gain Brillouin dans les fibres optiques monomodes est adapté pour les fibres optiques multimodes puisque le principe de mesure reste le même en espace libre pour pouvoir étudier communément la largeur spectrale de la DBS dans une fibre multimode. Une configuration toute fibrée a été récemment présentée par *Minardo* [34] dans laquelle la fibre multimode est soudée à une fibre monomode. D'ailleurs dans cette configuration, seule la fibre sous test (FUT) est multimode, toutes les autres parties du montage sont monomodes. Une diode laser (DFB-LD) émettant à 1550 nm est utilisée comme pompe. La lumière est divisée en deux grâce à un coupleur 50/50 à maintien de polarisation. Dans l'un des bras, le signal sonde est généré en utilisant un modulateur électro-optique (EOM) modulé avec une fréquence proche de la fréquence Brillouin de la fibre sous test. Un réseau de Bragg (FBG) est utilisé comme filtre passe bande pour laisser passer que la partie basse fréquence. Dans l'autre bras, le signal pompe est modulé (LIA pour *Lock-In Amplifier*) pour réaliser une détection synchrone. Les signaux Sonde et Pompe sont tous les deux amplifiés avant d'entrer dans la fibre sous test. La sélection des modes est faite dans la façon de souder la fibre multimode sous test au reste du montage monomode.

Mesure du coefficient de gain Brillouin dans les fibres optiques multimodes

Pour déterminer la puissance du seuil Brillouin dans les fibres multimodes, on monte le banc expérimental suivant :



A2-3 : Banc de mesure du coefficient de gain Brillouin dans les fibres optiques multimodes

(EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, Att : atténuateur optique, C0 : coupleur optique, L : longueur de la fibre sous test, PM (1, 2, 3) : puissance-mètres, OSA : analyseur de spectre optique)

Un laser de pompe est amplifié avec un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA), puis collimaté (C) avant d'être injecté dans la fibre de longueur L à travers un cube séparateur 50/50. La puissance de l'onde Pompe transmise (PM2) et de l'onde Stokes rétrodiffusée (PM3) sont mesurées en fonction de la puissance de l'onde Pompe injectée (PM1). Il est important de bien calculer toutes les pertes du système. La puissance de seuil Brillouin est la puissance de Pompe injectée (P_{in}) pour laquelle la puissance Stokes rétrodiffusée égale la puissance de Pompe transmise.

Annexe 3 : Influence des fluctuations d'intensités sur la fréquence d'émission du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant

La diffusion Brillouin stimulée est décrite comme une interaction non-linéaire entre une onde Pompe (P) et une onde Stokes (S) par l'intermédiaire d'une onde acoustique (A). En supposant que l'amplitude des ondes Pompe et Stokes varie lentement dans l'espace et dans le temps, nous avons, à la section 1.3.2, déterminé les équations (1-77, 1-78 et 1-71) qui gouvernent ces trois ondes. Regroupons-les dans le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \vec{e}_P \left(\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_P}{\partial t} + \frac{\alpha_P A_P}{2} \right) &= \vec{e}_S \frac{i\omega_P \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_S \\ \vec{e}_S \left(-\frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_S}{\partial t} + \frac{\alpha_S A_S}{2} \right) &= \vec{e}_P \frac{i\omega_S \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_P \\ -2i\omega \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_B)\rho - 2ikV_A^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} &= (\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \epsilon_0 \gamma_e k^2 A_P A_S^* \end{aligned} \quad \text{A3-1}$$

En considérant que l'expression de l'onde acoustique est indépendante du temps et en négligeant le terme en $\partial \rho / \partial z$ [26] (pour les mêmes raisons évoquées à la section 1.3.2) ; l'amplitude ρ de celle-ci est donnée par :

$$\rho(z) = \frac{(\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \epsilon_0 \gamma_e k^2 A_P A_S^*}{\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_B} \quad \text{A3-2}$$

En remplaçant cette dernière expression de ρ dans les équations d'évolution des deux ondes optiques que nous considérons en état stationnaire ($\partial/\partial t = 0$), le système se réduit à deux équations couplées pour les amplitudes complexes des champs de Pompe et Stokes :

$$\begin{aligned} \vec{e}_P \left(\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{\alpha_P A_P}{2} \right) &= \vec{e}_S \frac{i\omega_P \gamma_e}{2nc\rho_0} \left[\frac{(\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \epsilon_0 \gamma_e k^2 A_P \|A_S\|^2}{\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_B} \right] = -\vec{e}_S \frac{g_P}{2} \frac{(\vec{e}_P \cdot \vec{e}_{S1}) I_S}{1 + i \left(2 \frac{\delta \nu_S}{\Delta \nu_B} \right)} A_P \\ \vec{e}_S \left(-\frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{\alpha_S A_S}{2} \right) &= \vec{e}_P \frac{i\omega_S \gamma_e}{2nc\rho_0} \left[\frac{(\vec{e}_P \cdot \vec{e}_S) \epsilon_0 \gamma_e k^2 \|A_P\|^2 A_S}{\omega_B^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_B} \right] = \vec{e}_P \frac{g_S}{2} \frac{(\vec{e}_P \cdot \vec{e}_{S1}) I_P}{1 - i \left(2 \frac{\delta \nu_S}{\Delta \nu_B} \right)} A_S \end{aligned} \quad \text{A3-3}$$

où g_j ($j = P, S$) correspond au coefficient de perte vue par l'onde Pompe ou de gain vu par l'onde Stokes du à la diffusion Brillouin stimulée. Notons que pour le moment, nous négligeons l'effet de la diffusion Brillouin spontanée et aussi l'effet Kerr optique qui peut avoir lieu dans la fibre lorsque la puissance de Pompe augmente.

Considérons une cavité en anneau dans laquelle circulent N ondes Stokes ($S_1, \dots, S_N$) en plus de la Pompe ($P \equiv S_0$). Chaque onde Stokes S_j ($j = 1, \dots, N$), subit, d'une part, un gain Brillouin proportionnel à l'intensité de l'onde Stokes d'ordre inférieur (S_{j-1}) qui l'a créée, et d'autre part, une perte proportionnelle à l'intensité de l'onde Stokes d'ordre supérieur (S_{j+1}) qu'elle a créée. L'équation différentielle d'une onde Stokes circulant dans la cavité comprend donc un terme de gain (assimilable au membre de droite de l'équation de S dans le système A3-3) et un terme de perte (assimilable au membre de droite de l'équation de P dans le système A3-3). Pour l'ensemble des ondes circulant dans le résonateur Brillouin en anneau, il en sort un système d'équations différentielles que nous pouvons écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\vec{e}_P \left(\frac{dA_P}{dz} + \frac{\alpha_P A_P}{2} \right) &= -\vec{e}_{S1} \frac{g_1 (\vec{e}_P \cdot \vec{e}_{S1}) I_{S1}}{2 \left(1 + i \left(2 \frac{\delta \nu_{S1}}{\Delta \nu_B} \right) \right)} A_P + 0 \\
\vec{e}_{S1} \left(-\frac{dA_{S1}}{dz} + \frac{\alpha_{S1} A_{S1}}{2} \right) &= -\vec{e}_{S2} \frac{g_2 (\vec{e}_{S1} \cdot \vec{e}_{S2}) I_{S2}}{2 \left(1 + i \left(2 \frac{\delta \nu_{S2}}{\Delta \nu_B} \right) \right)} A_{S1} + \vec{e}_P \frac{g_1 (\vec{e}_P \cdot \vec{e}_{S1}) I_P}{2 \left(1 - i \left(2 \frac{\delta \nu_{S1}}{\Delta \nu_B} \right) \right)} A_{S1} \\
\vec{e}_{S2} \left(\frac{dA_{S2}}{dz} + \frac{\alpha_{S2} A_{S2}}{2} \right) &= -\vec{e}_{S3} \frac{g_3 (\vec{e}_{S2} \cdot \vec{e}_{S3}) I_{S3}}{2 \left(1 + i \left(2 \frac{\delta \nu_{S3}}{\Delta \nu_B} \right) \right)} A_{S2} + \vec{e}_{S1} \frac{g_2 (\vec{e}_{S1} \cdot \vec{e}_{S2}) I_{S2}}{2 \left(1 - i \left(2 \frac{\delta \nu_{S2}}{\Delta \nu_B} \right) \right)} A_{S2} \\
&\vdots \\
\vec{e}_{SN} \left((-1)^N \frac{dA_{SN}}{dz} + \frac{\alpha_{SN} A_{SN}}{2} \right) &= -0 + \vec{e}_{SN-1} \frac{g_N (\vec{e}_{SN-1} \cdot \vec{e}_{SN}) I_{SN-1}}{2 \left(1 - i \left(2 \frac{\delta \nu_{SN}}{\Delta \nu_B} \right) \right)} A_{SN}
\end{aligned} \tag{A3-4}$$

où $\delta \nu_{Sj}$ ($j = 1, \dots, N$) représente l'écart en fréquence entre le centre de la courbe de gain Brillouin et le mode du résonateur à froid emprunté par l'onde Stokes d'ordre j et g_j ($j = 1, \dots, N$) correspond au coefficient de gain Brillouin pour l'onde Stokes d'ordre j . Le facteur $(-1)^N$ est introduit pour prendre en compte le fait que l'onde Stokes d'ordre impair se propage en sens inverse à celui de la pompe. Les autres variables sont les mêmes utilisées dans tout le document.

Considérons que $\omega_P \approx \omega_{S1}$, $\omega_{S1} \approx \omega_{S2}$, ..., $\omega_{SN-1} \approx \omega_{SN}$ (puisque le décalage Brillouin est toujours très petit devant la fréquence des ondes optiques) de telle sorte que $\alpha = \alpha_P = \alpha_{S1} = \dots = \alpha_{SN}$. Considérons aussi que toutes les ondes circulant dans l'anneau ont le même mode propre de polarisation de telle sorte que toutes les ondes qui circulent dans la cavité à fibre optique en anneau voit un gain Brillouin moyen $\overline{g_B} = \eta_P g_B$ identique sur un tour de l'anneau (avec $\eta_P = \|\vec{e}_P \cdot \vec{e}_{S1}\|^2 = \|\vec{e}_{S1} \cdot \vec{e}_{S2}\|^2 = \dots = \|\vec{e}_{SN-1} \cdot \vec{e}_{SN}\|^2$).

La phase de propagation additionnelle due à la diffusion Brillouin stimulée dans le résonateur en pompage résonant peut être obtenue à partir de la partie imaginaire des termes de droite des équations du système A3-4, qui s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
\frac{d\phi_P^{Brill}}{dz} &= -\frac{\eta_P g_B \frac{\delta \nu_{S1}}{\Delta \nu_B}}{1 + \left(2 \frac{\delta \nu_{S1}}{\Delta \nu_B} \right)^2} I_{S1} + 0 \\
\frac{d\phi_{S1}^{Brill}}{dz} &= -\frac{\eta_P g_B \frac{\delta \nu_{S2}}{\Delta \nu_B}}{1 + \left(2 \frac{\delta \nu_{S2}}{\Delta \nu_B} \right)^2} I_{S2} - \frac{\eta_P g_B \frac{\delta \nu_{S1}}{\Delta \nu_B}}{1 + \left(2 \frac{\delta \nu_{S1}}{\Delta \nu_B} \right)^2} I_P \\
\frac{d\phi_{S2}^{Brill}}{dz} &= -\frac{\eta_P g_B \frac{\delta \nu_{S3}}{\Delta \nu_B}}{1 + \left(2 \frac{\delta \nu_{S3}}{\Delta \nu_B} \right)^2} I_{S3} - \frac{\eta_P g_B \frac{\delta \nu_{S2}}{\Delta \nu_B}}{1 + \left(2 \frac{\delta \nu_{S2}}{\Delta \nu_B} \right)^2} I_{S1} \\
&\vdots \\
\frac{d\phi_{SN}^{Brill}}{dz} &= +0 - \frac{\eta_P g_B \frac{\delta \nu_{SN}}{\Delta \nu_B}}{1 + \left(2 \frac{\delta \nu_{SN}}{\Delta \nu_B} \right)^2} I_{SN-1}
\end{aligned} \tag{A3-5}$$

Sachant que l'écart en fréquence $\delta \nu_{Sj}$ ($j = 1, \dots, N$) est très petit devant la bande de gain Brillouin $\Delta \nu_B$ (nous avons calculé par exemple $\delta \nu_{S2} \approx 600 \text{ kHz}$ au début de la session) ; nous pouvons considérer que le dénominateur $1 + \left(2 \frac{\delta \nu_{Sj}}{\Delta \nu_B} \right)^2$ des équations de A3-5 est proche de l'unité. La phase de propagation additionnelle ϕ_{Sj}^{Brill} , responsable du « mode-pulling » de l'onde Stokes d'ordre j , est alors obtenue en

prenant l'intégral sur la longueur L de l'anneau de l'expression correspondante dans le système d'équations différentielles A3-5, qui devient :

$$\begin{aligned}
 \phi_P^{Brill} &= -\frac{\eta_p g_B L_{eff}}{\Delta \nu_B} (\delta \nu_{S1} I_{S1} + 0) &= -\frac{\Delta \phi_r}{I_{th} \Delta \nu_B} (\delta \nu_{S1} I_{S1} + 0) \\
 \phi_{S1}^{Brill} &= -\frac{\eta_p g_B L_{eff}}{\Delta \nu_B} (\delta \nu_{S2} I_{S2} + \delta \nu_{S1} I_P) &= -\frac{\Delta \phi_r}{I_{th} \Delta \nu_B} (\delta \nu_{S2} I_{S2} + \delta \nu_{S1} I_P) \\
 \phi_{S2}^{Brill} &= -\frac{\eta_p g_B L_{eff}}{\Delta \nu_B} (\delta \nu_{S3} I_{S3} + \delta \nu_{S2} I_{S1}) &= -\frac{\Delta \phi_r}{I_{th} \Delta \nu_B} (\delta \nu_{S3} I_{S3} + \delta \nu_{S2} I_{S1}) \\
 &\vdots &\vdots \\
 \phi_{SN}^{Brill} &= -\frac{\eta_p g_B L_{eff}}{\Delta \nu_B} (0 + \delta \nu_{SN} I_{SN-1}) &= -\frac{\Delta \phi_r}{I_{th} \Delta \nu_B} (0 + \delta \nu_{SN} I_{SN-1})
 \end{aligned} \tag{A3-6}$$

Toute variation dans les intensités circulantes dans l'anneau peut se transformer en variation de la fréquence sur l'onde Stokes. Pour réduire le « mode-pulling », il faut s'assurer que la largeur des résonances ($\Delta \phi_r$ en termes de phase) soit la plus étroite possible.

Annexe 4 : Fonction de transfert des fluctuations de l'intensité dans le laser Brillouin en pompage non-résonant

L'étude des fonctions de transfert des fluctuations d'intensité dans le laser Brillouin en pompage non-résonant a été réalisée en 2002, par *L. Stépien et al.* [147], [156]. Dans les paragraphes qui suivent, nous avons voulu donner les outils nécessaires pour accéder à ces fonctions de transfert. Le lecteur intéressé est invité à consulter les références précitées pour plus de détails.

La diffusion Brillouin stimulée est décrite comme une interaction non-linéaire entre une onde Pompe (P) et une onde Stokes (S) par l'intermédiaire d'une onde acoustique (A). En supposant que l'amplitude des ondes Pompe et Stokes varie lentement dans l'espace et dans le temps, nous avons, à la section 1.3.2, déterminé les équations (1-77, 1-78 et 1-71) qui gouvernent ces trois ondes. Supposons de plus que les deux ondes optiques Pompe et Stokes sont linéairement polarisées de la même manière ($\vec{e}_P = \vec{e}_S$) et que l'on peut négliger l'atténuation de la fibre ; alors on peut écrire le système d'équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_P}{\partial t} &= \frac{i\omega_P \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_S \\ -\frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_S}{\partial t} &= \frac{i\omega_S \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_P \\ -2i\omega \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\omega_B^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_B)\rho &= \epsilon_0 \gamma_e k^2 A_P A_S^* + f(z, t) \end{aligned} \quad \text{A4-1}$$

Les variables, qui apparaissent dans les équations reprises ici, sont exactement les mêmes décrites antérieurement dans le document. Nous avons simplement introduit le paramètre $f(z, t)$ que nous considérons comme la source de bruit de Langevin qui prend en compte les fluctuations thermiques de la densité de la fibre conduisant à la diffusion Brillouin spontanée.

En normalisant les paramètres, nous obtenons un modèle dit modèle cohérent à trois ondes que nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_P}{\partial \zeta} + \frac{\partial \varepsilon_P}{\partial \tau} &= -gB\varepsilon_S \\ -\frac{\partial \varepsilon_S}{\partial \zeta} + \frac{\partial \varepsilon_S}{\partial \tau} &= gB^*\varepsilon_P \\ \frac{1}{\beta_A} \frac{\partial B}{\partial \tau} + B &= \varepsilon_P \varepsilon_S^* + f(\zeta, \tau) \end{aligned} \quad \text{A4-2}$$

où ε_P , ε_S et B sont les amplitudes complexes normalisées des ondes Pompe, Stokes et acoustiques. Les amplitudes des champs optiques sont normalisées par rapport à la valeur maximale du champ de Pompe (A_P^0) injectée à l'entrée de la cavité ($\varepsilon_P = \frac{A_P}{A_P^0}$ par exemple). Le temps est normalisé par rapport au temps de transit des photons dans la fibre ($\tau = \frac{t}{nL}$). La variable d'espace z est normalisée par rapport à la longueur L de l'anneau ($\zeta = \frac{z}{L}$). Le taux d'amortissement de l'onde acoustique (γ_A) est normalisé par rapport à l'intervalle spectral libre de la cavité ($\beta_A = \frac{\gamma_A}{\text{ISL}_r} = \frac{\pi \Delta \nu_B}{\frac{c}{nL}}$). g est le coefficient de gain Brillouin normalisé. Les détails de ces normalisations sont explicités dans la mémoire de thèse de *S. Randoux* [203].

La diffusion Brillouin spontanée est caractérisée par le terme de bruit $f(\zeta, \tau)$ (qui devient négligeable lorsque la diffusion Brillouin stimulée se met en marche) alors que l'influence du bruit de pompage et de réinjection est contenue dans les équations de bouclage de la cavité.

Pour connaître le bruit d'intensité relatif du laser Brillouin, il est nécessaire de caractériser l'évolution des fluctuations d'amplitudes des champs Pompe, Stokes et acoustiques autour de l'état stationnaire. Autrement, il faut pouvoir écrire le modèle cohérent décrivant la diffusion Brillouin stimulée avec un système d'équations dont les variables sont les variations relatives de ces amplitudes.

Les enveloppes des ondes Pompe, Stokes et acoustiques étant complexes, elles peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}\varepsilon_P(\zeta, \tau) &= a_P(\zeta, \tau)e^{i\phi_P(\zeta, \tau)} \\ \varepsilon_S(\zeta, \tau) &= a_S(\zeta, \tau)e^{i\phi_S(\zeta, \tau)} \\ B(\zeta, \tau) &= a_A(\zeta, \tau)e^{i\phi_A(\zeta, \tau)}\end{aligned}\tag{A4-3}$$

où les $a_j(\zeta, \tau)$ et les $\phi_j(\zeta, \tau)$ ($j = P, S, A$) représentent respectivement les amplitudes et les phases des ondes Pompe, Stokes et acoustique. En injectant ces dernières expressions dans le système A4-2 du modèle cohérent à trois ondes, on obtient deux groupes d'équations. Le premier décrit la dynamique des amplitudes et le deuxième, la dynamique des phases.

$$\begin{aligned}\frac{\partial a_P}{\partial \zeta} + \frac{\partial a_P}{\partial \tau} &= -g a_A a_S \cos \theta \\ -\frac{\partial a_S}{\partial \zeta} + \frac{\partial a_S}{\partial \tau} &= g a_A a_S \cos \theta \\ \frac{1}{\beta_A} \frac{\partial a_A}{\partial \tau} + a_A &= a_P a_S \cos \theta\end{aligned}\tag{A4-4}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi_P}{\partial \zeta} + \frac{\partial \phi_P}{\partial \tau} &= -\frac{a_A a_S}{a_P} \sin \theta \\ -\frac{\partial \phi_S}{\partial \zeta} + \frac{\partial \phi_S}{\partial \tau} &= -\frac{a_A a_P}{a_S} \sin \theta \\ \frac{1}{\beta_A} \frac{\partial \phi_A}{\partial \tau} &= -\frac{a_P a_S}{a_A} \sin \theta\end{aligned}\tag{A4-5}$$

où $\theta(\zeta, \tau) = \phi_S(\zeta, \tau) + \phi_A(\zeta, \tau) - \phi_P(\zeta, \tau)$. Lorsque la cavité est résonante pour le champ Stokes, la valeur moyenne de $\theta(\zeta, \tau)$ est nulle et par conséquence, $\cos \theta \cong 1$.

Pour étudier le bruit d'intensité du laser Brillouin, nous recherchons des solutions du système A4-4 pouvant s'écrire sous la forme :

$$a_j(\zeta, \tau) = a_j^0(\zeta) + \delta a_j(\zeta, \tau) \text{ avec } j = P, S, A\tag{A4-6}$$

où les fonctions $a_j^0(\zeta)$ ($j = P, S, A$) représentent les amplitudes stationnaires des champs Pompe, Stokes et acoustique et les termes $\delta a_j(\zeta, \tau)$, les variations absolues des amplitudes $a_j(\zeta)$ par rapport à l'état stationnaire. En utilisant la relation A4-6, le système A4-4 devient :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(\delta a_P)}{\partial \zeta} + \frac{\partial(\delta a_P)}{\partial \tau} &= -g(a_A^0(\zeta)\delta a_S + a_S^0(\zeta)\delta a_A) \\
-\frac{\partial(\delta a_S)}{\partial \zeta} + \frac{\partial(\delta a_S)}{\partial \tau} &= g(a_A^0(\zeta)\delta a_P + a_P^0(\zeta)\delta a_A) \\
\frac{1}{\beta_A} \frac{\partial(\delta a_A)}{\partial \tau} + \delta a_A &= a_P^0(\zeta)\delta a_S + a_S^0(\zeta)\delta a_P
\end{aligned} \tag{A4-7}$$

Notons $\widetilde{\delta a_j}(\zeta, \tau)$ les variations relatives d'amplitudes des ondes Pompe, Stokes et acoustique. Elles sont obtenues en faisant le rapport entre les variations absolues $\delta a_j(\zeta, \tau)$ et l'amplitude stationnaire $a_j^0(\zeta)$:

$$\widetilde{\delta a_j} = \frac{\delta a_j}{a_j^0} \text{ pour } j = P, S, A \tag{A4-8}$$

À partir du système A4-7, on peut retrouver l'amplitude stationnaire de l'onde acoustique qui s'écrit simplement $a_A^0 = a_P^0 a_S^0$. Il en résulte, en utilisant la relation A4-8, un système d'équations linéarisées pour les variations relatives d'amplitudes que l'on peut écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \widetilde{\delta a_P}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \widetilde{\delta a_P}}{\partial \tau} &= -g I_S(\zeta)(\widetilde{\delta a_P} - \widetilde{\delta a_S} - \widetilde{\delta a_A}) \\
-\frac{\partial \widetilde{\delta a_S}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \widetilde{\delta a_S}}{\partial \tau} &= g I_P(\zeta)(\widetilde{\delta a_P} - \widetilde{\delta a_S} + \widetilde{\delta a_A}) \\
\frac{1}{\beta_A} \frac{\partial \widetilde{\delta a_A}}{\partial \tau} &= \widetilde{\delta a_P} + \widetilde{\delta a_S} - \widetilde{\delta a_A}
\end{aligned} \tag{A4-9}$$

C'est grâce à ces dernières équations que nous allons déterminer la fonction de transfert des fluctuations d'amplitudes de la Pompe ou celle des variations du coefficient de réinjection du laser Brillouin. Pour ce faire, il faut y adjoindre les conditions de bouclage de la cavité pour chaque paramètre. Car comme nous avons dû le mentionner plus haut, l'influence du bruit de pompage et de réinjection est contenue dans les équations de bouclage de la cavité.

Fonction de transfert des fluctuations du coefficient de réinjection en pompage non-résonant

Pour retrouver la fonction de transfert des fluctuations du coefficient de réinjection du laser Brillouin, nous considérons que celui-ci varie légèrement dans le temps d'une quantité $\delta \mathbf{R}(\tau)$ autour de sa valeur moyenne $\mathbf{R}$. Les conditions de bouclage du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}
a_P(\zeta = 0, \tau) &= \mu \\
a_S(\zeta = 1, \tau) &= (\mathbf{R} + \delta \mathbf{R}(\tau)) a_S(\zeta = 0, \tau)
\end{aligned} \tag{A4-10}$$

où μ est un paramètre de pompe sans dimension correspondant à la partie du champ de pompe normalisée qui est injectée dans l'anneau. Pour être compatibles avec les équations du système A4-9 précédent, on réécrit les conditions de bouclage en termes de fluctuations relatives des amplitudes des champs Pompe et Stokes :

$$\widetilde{\delta a_p}(\zeta = 0, \tau) = 0$$

A4-11

$$\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 1, \tau) = \widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \tau) + \widetilde{\delta R}(\tau)$$

où $\widetilde{\delta R}(\tau) = \delta R(\tau)/R$ représente les variations relatives du coefficient de réinjection de la cavité. La fonction de transfert $G_R(\nu)$ des fluctuations du coefficient de réinjection (R) du laser Brillouin est donc définie par :

$$G_R(\nu) = \frac{\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \nu)}{\widetilde{\delta R}(\nu)}$$

A4-12

où $\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \nu)$ et $\widetilde{\delta R}(\nu)$ sont les transformées de Fourier respectives de $\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \tau)$ et de $\widetilde{\delta R}(\tau)$.

Fonction de transfert des fluctuations de l'intensité de la Pompe en pompage non-résonant

Une démarche analogue à celle utilisée pour retrouver la fonction de transfert des fluctuations du coefficient de réinjection $G_R(\nu)$ du laser Brillouin est utilisée pour retrouver la fonction de transfert des fluctuations de l'intensité de la Pompe $G_P(\nu)$. Ainsi, nous considérons que l'amplitude $a_p(\zeta, \tau)$ de l'onde Pompe varie légèrement dans le temps d'une quantité $\delta\mu(\tau)$ autour de sa valeur moyenne μ . Les conditions de bouclage du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage non-résonant s'écrivent alors :

$$a_p(\zeta = 0, \tau) = \mu + \delta\mu(\tau)$$

A4-13

$$a_s(\zeta = 1, \tau) = R a_s(\zeta = 0, \tau)$$

Pour rendre compatibles ces relations avec les équations du système A4-9, on réécrit les conditions de bouclage en termes de fluctuations relatives des amplitudes des champs Pompe et Stokes :

$$\widetilde{\delta a_p}(\zeta = 0, \tau) = \widetilde{\delta\mu}(\tau)$$

A4-14

$$\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 1, \tau) = \widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \tau)$$

où $\widetilde{\delta\mu}(\tau) = \delta\mu(\tau)/\mu$ représente les variations relatives du champ délivré par la Pompe. La fonction de transfert $G_P(\nu)$ des fluctuations d'amplitudes du champ Pompe est donc définie par :

$$G_P(\nu) = \frac{\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \nu)}{\widetilde{\delta\mu}(\nu)}$$

A4-15

où $\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \nu)$ et $\widetilde{\delta R}(\nu)$ sont respectivement les transformées de Fourier de $\widetilde{\delta a_s}(\zeta = 0, \tau)$ et de $\widetilde{\delta\mu}(\tau)$.

Annexe 5 : Fonction de transfert des fluctuations de l'intensité dans le laser Brillouin en pompage résonant

Considérons une cavité en anneau dans laquelle circulent N ondes Stokes ($S_1, \dots, S_N$) en plus de la Pompe ($P \equiv S_0$). Chaque onde Stokes S_j ($j = 1, \dots, N$), subit, d'une part, un gain Brillouin proportionnel à l'intensité de l'onde Stokes d'ordre inférieur (S_{j-1}) qui l'a créée, et d'autre part, une perte proportionnelle à l'intensité de l'onde Stokes d'ordre supérieur (S_{j+1}) qu'elle a créée. L'équation différentielle d'une onde Stokes circulant dans la cavité comprend donc un terme de gain et un terme de perte. Comme au chapitre ..., nous considérons que $\omega_P \approx \omega_{S1}$, $\omega_{S1} \approx \omega_{S2}$, ..., $\omega_{SN-1} \approx \omega_{SN}$ (puisque le décalage Brillouin est toujours très petit devant la fréquence des ondes optiques) de telle sorte que $\alpha = \alpha_P = \alpha_{S1} = \dots = \alpha_{SN}$ et que toutes les ondes circulant dans l'anneau ont le même mode propre de polarisation de telle sorte que toutes les ondes qui circulent dans la cavité à fibre optique en anneau voit un gain Brillouin moyen $\overline{g_B} = \eta_p g_B$ identique sur un tour de l'anneau (avec $\eta_p = \|\vec{e}_P \cdot \vec{e}_{S1}\|^2 = \|\vec{e}_{S1} \cdot \vec{e}_{S2}\|^2 = \dots = \|\vec{e}_{SN-1} \cdot \vec{e}_{SN}\|^2$). Pour l'ensemble des ondes circulant dans le résonateur Brillouin en anneau, il en sort un système d'équations différentielles que nous pouvons écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_P}{\partial t} + \frac{\alpha A_P}{2} &= 0 & -\frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} \rho_P A_{S1} \\
 -\frac{\partial A_{S1}}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_{S1}}{\partial t} + \frac{\alpha A_{S1}}{2} &= \frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} \rho_P^* A_P & -\frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} \rho_{S1} A_{S2} \\
 &\vdots & \vdots \\
 (-1)^j \frac{\partial A_{Sj}}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_{Sj}}{\partial t} + \frac{\alpha A_{Sj}}{2} &= \frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} \rho_{Sj-1}^* A_{Sj-1} & -\frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} \rho_{Sj} A_{Sj+1} \\
 &\vdots & \vdots \\
 (-1)^N \frac{\partial A_{SN}}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_{SN}}{\partial t} + \frac{\alpha A_{SN}}{2} &= \frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} \rho_{N-1}^* A_{N-1} & -0 \\
 \frac{2}{\Gamma_B} \frac{\partial \rho_{j-1}}{\partial t} + \rho_{j-1} &= A_{Sj-1} A_{Sj}^*
 \end{aligned} \tag{A5-1}$$

Le facteur $(-1)^j$ est introduit pour prendre en compte le fait que l'onde Stokes d'ordre impair se propage en sens inverse à celui de la pompe. Les variables utilisées ici sont les mêmes utilisées dans tout le document. Nous recherchons des solutions du système A5-1 pouvant s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned}
 A_{Sj}(z, t) &= A_{Sj}^0(z) + \delta A_{Sj}(z, t) \text{ avec } j = 0, \dots, N \\
 \rho_j(z, t) &= \rho_j^0(z) + \delta \rho_j(z, t) \text{ avec } j = 1, \dots, N
 \end{aligned} \tag{A5-2}$$

où les fonctions $A_{Sj}^0(z)$ et $\rho_j^0(z)$ ($j = 0, \dots, N$) représentent respectivement les amplitudes stationnaires des champs optiques et acoustique et les termes $\delta A_{Sj}(z, t)$ et $\delta \rho_j(z, t)$, respectivement les variations absolues des amplitudes $A_{Sj}(z, t)$ et $\rho_j(z, t)$ par rapport à l'état stationnaire. En substituant ces relations dans le système A5-1, on obtient :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \delta \widetilde{A}_P}{\partial z} - i\omega \frac{n}{c} \frac{\partial \delta \widetilde{A}_P}{\partial t} + \frac{\alpha \delta \widetilde{A}_P}{2} &= \frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} (-\delta \widetilde{\rho}_P A_{S1} - \rho_P \delta \widetilde{A}_{S1}) \\
 -\frac{\partial \delta \widetilde{A}_{S1}}{\partial z} - i\omega \frac{n}{c} \frac{\partial \delta \widetilde{A}_{S1}}{\partial t} + \frac{\alpha \delta \widetilde{A}_{S1}}{2} &= \frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} (\delta \widetilde{\rho}_P^* A_P + \rho_P^* \delta \widetilde{A}_P - \delta \widetilde{\rho}_{S1} A_{S2} - \rho_{S1} \delta \widetilde{A}_{S2})
 \end{aligned} \tag{A5-3}$$

$$\begin{aligned}
& \vdots \\
& (-1)^j \frac{\partial \widetilde{\delta A_{Sj}}}{\partial z} - i\omega \frac{n}{c} \frac{\partial \widetilde{\delta A_{Sj}}}{\partial t} + \frac{\alpha \widetilde{\delta A_{Sj}}}{2} = \frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} (\widetilde{\delta \rho_{Sj-1}^*} A_{Sj-1} + \rho_{Sj-1}^* \widetilde{\delta A_{Sj-1}} - \widetilde{\delta \rho_{Sj}} A_{Sj+1} - \rho_{Sj} \widetilde{\delta A_{Sj+1}}) \\
& \vdots \\
& (-1)^N \frac{\partial \widetilde{\delta A_{SN}}}{\partial z} - i\omega \frac{n}{c} \frac{\partial \widetilde{\delta A_{SN}}}{\partial t} + \frac{\alpha \widetilde{\delta A_{SN}}}{2} = \frac{\eta_p g_B}{2A_{eff}} (\widetilde{\delta \rho_{SN-1}^*} A_{SN-1} + \rho_{SN-1}^* \widetilde{\delta A_{SN-1}}) \\
& \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\omega \right) \widetilde{\delta \rho_j} = \frac{\Gamma_B}{2} (\widetilde{\delta \rho_j} A_{Sj+1}^* + \rho_j \widetilde{\delta A_{Sj+1}^*})
\end{aligned}$$

où $\widetilde{\delta A_{S1}}(z, \omega)$ et $\widetilde{\delta \rho_j}(z, \omega)$ sont respectivement les transformées de Fourier de $\delta A_{Sj}(z, t)$ et de $\delta \rho_j(z, t)$. À ce système, il faut ajouter les conditions de bouclage du laser Brillouin à fibre optique en anneau en pompage résonant, qui s'écrivent (en considérant que tous les ondes optiques voient le même coefficient de réinjection $\mathbf{R}$) :

$$\begin{aligned}
\widetilde{\delta A_p}(0, \omega) &= \widetilde{\delta A_p}(L, \omega) \mathbf{R} + i \widetilde{\delta A_{in}}(0, \omega) \mu \\
\widetilde{\delta A_{S1}}(0, \omega) &= \widetilde{\delta A_{S1}}(L, \omega) / \mathbf{R} \\
\widetilde{\delta A_{S2}}(0, \omega) &= \widetilde{\delta A_{S2}}(L, \omega) \mathbf{R} \\
& \vdots \\
\widetilde{\delta A_{SN}}(0, \omega) &= \begin{cases} \widetilde{\delta A_{SN}}(L, \omega) / \mathbf{R}, & N \text{ impair} \\ \widetilde{\delta A_{SN}}(L, \omega) \mathbf{R}, & N \text{ pair} \end{cases}
\end{aligned} \tag{A5-4}$$

L'intérêt de passer en domaine fréquentiel, c'est qu'en regroupant les termes en $\widetilde{\delta A_{Sj}}$, on peut écrire simplement le système A5-3 précédent sous une forme matricielle :

$$\frac{\partial \widetilde{\delta A}}{\partial z} = B(z) \widetilde{\delta A} \tag{A5-5}$$

où $\widetilde{\delta A} = (\widetilde{\delta A_{S0}}, \widetilde{\delta A_{S0}^*}, \widetilde{\delta A_{S1}}, \widetilde{\delta A_{S1}^*}, \dots, \widetilde{\delta A_{SN}}, \widetilde{\delta A_{SN}^*})^T$ est le vecteur des transformées de Fourier des $\delta A_{Sj}(z, t)$ et des $\delta A_{Sj}^*(z, t)$ et $B(z)$ est la matrice dont les composants résultent des termes correspondant à $\widetilde{\delta A}$ dans le système d'équations A5-3. Une solution numériquement de l'équation A5-5 a été proposée dans [204]. Elle s'écrit :

$$\widetilde{\delta A}(L, \omega) = M_{RIN} \widetilde{\delta A}(0, \omega) \tag{A5-6}$$

avec :

$$M_{RIN} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \prod_{k=1}^{L/\Delta z} (I + B(k\Delta z) \Delta z) \tag{A5-7}$$

où I est la matrice d'identité.

Annexe 6 : Brève description des lasers de pompe utilisés

Pour réaliser nos expériences, différentes sources lasers disponibles au laboratoire, ont été utilisées. Ce sont généralement des lasers de référence pour les tests et les mesures dans le domaine des télécommunications optiques. Certains sont des lasers à semi-conducteurs (ou diodes lasers), comme l'Agilent 81680A, l'APEX AP3350A, l'Alcatel A1905LMI et la TUNICS-PR et d'autres comme le Koheras-AdjustiK, le Koheras BasiK, sont des lasers à fibre. Ils peuvent être, entre autres, soit monochromatiques soit accordables. Dans les quelques lignes qui suivent, nous avons voulu donner une brève description des lasers les plus fréquemment utilisés dans le cadre de ces travaux de recherche.

Agilent 81680A Tunable Laser Source 1550nm

Le module laser accordable³² 81680A (figure A4-1(a)) est compatible et peut être inséré au système de mesures d'ondes lumineuses (Lightwave Measurement System) 8064A (figure A4-1(b)) de Agilent (ces matériels ne sont plus disponibles sur le marché). Il est intégré d'une boucle de contrôle en longueur d'onde pour assurer avec exactitude le choix de la longueur d'onde. Il est idéal pour le test des composants dense-Wavelength Division Multiplexer (d-WDM). Le module laser accordable 81680A d'Agilent est équipé de deux ports de sortie optique :

1. La sortie à faible SSE, qui délivre un signal d'émission spontanée très faible de la source (SSE). Il permet de mesurer de façon précise la diaphonie sur les composants DWDM contenant de nombreux canaux étroitement espacés.
2. La sortie à forte puissance, qui délivre un signal avec une forte puissance optique. On peut ajuster le signal de plus de 60 dB en utilisant l'atténuateur optique intégré au système.



(a) : Agilent 81680A Tunable Laser Source



(b) : Agilent 8064A Lightwave Measurement System

A4-1 : Laser Agilent 81680A et son boîtier

Les principales caractéristiques et spécifications de cette source laser sont :

- Gamme de longueurs d'ondes : 1460 nm à 1580 nm,
- Puissance de sortie maximale : 6 dBm,

³² La gamme des lasers accordables de la technologie Agilent permet également de régler la puissance de sortie, et de choisir le mode continu ou pulsé.

- Précision sur la longueur d'onde : 0,01 nm,
- Répétabilité de longueur d'onde : 0,5 pm.

TUNICS-PR Tunable laser diode source

Les lasers TUNICS sont les instruments idéaux pour tester les systèmes et les composants à fibre optique, et pour la recherche et le développement dans le domaine des communications optiques. Ils offrent une flexibilité maximale pour couvrir tous les besoins actuels et futurs pour les sources lasers accordables à diodes dans les laboratoires. En effet, la technologie TUNICS a été développée par le CNET (Centre de Recherche de France Télécom), puis transférée à Photonetics³³ qui introduit, en 1992, les premiers lasers. Depuis, ce laser devient la référence sur le marché en ce qui concerne les tests et les mesures.

La TUNICS-PR est un laser à haute performance et haute précision couvrant une large gamme de longueurs d'ondes (Bandes S + C + L) pour une puissance maximale de sortie de 10 *dBm*.

Koheras-Adjustik

Les lasers à fibre Koheras sont des sources lasers à ultra-faible bruit fonctionnant avec un mode longitudinal et à fréquence unique. Ces lasers sont basés sur une conception DFB, les assurant un fonctionnement fiable et robuste. Ils offrent un faible niveau de bruit de phase et d'intensité, une très grande stabilité et un bon fonctionnement en mono-fréquence quelles que soient les conditions environnementales. Les lasers à fibre Koheras sont disponibles dans une large gamme des longueurs d'onde de l'ordre du 1 à 1,5 micron, et avec des niveaux de puissance de sortie de 10 *mW* à 15 *W*.

Le laser Koheras-Adjustik utilisé dans le cadre de ces travaux est un système constitué d'un seul étage pouvant délivrer une puissance maximale ne dépassant pas 200 *mW*. C'est un laser à fibre à très faible largeur de raie (dans la gamme de la centaine de Hz), mono-fréquence, avec une très grande stabilité en fréquence et un faible bruit de phase et d'intensité.

Alcatel LMI

Le laser Alcatel-A1905LMI est un laser DFB conçu pour une utilisation pour modulation externe. Le module comprend une fibre à maintien polarisation, un contrôleur de température, un isolateur optique. Il est monté sur un contrôleur de diodes lasers qui permet de commander simultanément le courant et la température du laser, via un ordinateur central.

³³ Société française spécialisée dans les composants optiques photoniques, achetée vers les années 2000 par le numéro un mondial des équipements et systèmes de tests et de surveillance des réseaux de télécommunications pas fibre optique, le Great Nordic (GN) Nettest

Publications et Conférences

Articles dans des revues internationales à comité de lecture

1. “Linewidth-narrowing and intensity noise reduction of the 2nd order Stokes component of a low threshold Brillouin laser made of Ge₁₀As₂₂Se₆₈ chalcogenide fiber”,
K. Hey Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, D. Trégoat, J. Troles, P. Toupin,
Optics Express **20**, pp. B104-B109 (2012)
2. “Towards more coherent sources using a Brillouin laser made of microstructured chalcogenide fiber”,
K. Hey Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, J. Troles, P. Toupin,
Photonics Technology Letters (2013)
3. “Up to 40 dB frequency noise reduction using a non-resonant pumping Brillouin fiber ring laser”,
S. Fresnel, M. O. Sahni, A. Sebastian, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
En cours de préparation (2017)
4. “Experimental investigation of frequency noise in Multiple-Stokes Brillouin fiber ring lasers”,
S. Fresnel, M. O. Sahni, A. Sebastian, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
En cours de préparation (2017)
5. “Experimental investigation of relative intensity noise in Multiple-Stokes Brillouin fiber ring lasers”,
S. Fresnel, M. O. Sahni, A. Sebastian, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
En cours de préparation (2017)

Communications dans des conférences à comité de lecture

1. *“Réduction du bruit dans les lasers Brillouin à fibre chalcogénures par génération d’ondes Stokes d’ordres supérieurs”*,
K. Hey Tow, S. Fresnel, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brillard, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin, D. Trégoat,
JNOG’33 (2013), LPL, Paris, France
2. *“Sources lasers Brillouin à faible bruit réalisées par génération d’ondes Stokes d’ordre supérieur”*,
S. Fresnel, K. Hey Tow, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brillard, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin, D. Trégoat,
JOMW (2013), Thales Research & Technology (TRT), Palaiseau, France
3. *“Génération d’ondes Stokes d’ordres supérieurs dans une cavité Brillouin à fibre en verre de chalcogénures”*,
K. Hey Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brillard, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin, D. Trégoat,
JOMW, (2014), Foton-ENSSAT, Lannion, France
4. *“Laser Brillouin à plusieurs d’ordres de Stokes”*,
S. Fresnel, Y. Léguillon, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
JOMW (2015), IETR, Nantes, France
5. *“Source cohérente Brillouin à multiples ordres Stokes”*,
S. Fresnel, Y. Léguillon, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
CMOI (2015), Pleumeur-Bodou/Lannion, France
6. *“Brillouin chalcogenide fiber laser”*,
S. Fresnel, P. Besnard, Y. Léguillon, C. Pareige, S. Larochelle,
OECC (2015), Shanghai, China
7. *“Comparaison du bruit d’intensité et de fréquence pour un laser Brillouin à plusieurs ordres Stokes”*,
S. Fresnel, Y. Léguillon, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
JNOG’35 (2015), Bretagne, France
8. *“Compact silica-fiber Brillouin laser with highly damped intensity-noise”*,
S. Fresnel, Y. Léguillon, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
Photonics West (2016), San Francisco, California, USA
9. *“Forte réduction du bruit d’intensité d’un laser par filtrage d’un laser Brillouin pour les ordres de Stokes 1 et 2”*,
S. Fresnel, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
JNOG’36 (2016), Bordeaux, France
10. *“Réduction du bruit d’intensité et du bruit de fréquence par effet de cascade dans un laser Brillouin multi-Stokes”*,
S. Fresnel, S. Trebaol, C. Pareige, P. Besnard, S. Larochelle,
JCOM (2016), Observatoire de la Côte d’Azur, Nice, France
11. *“Phase-Variance reduction of high order Stokes lines in Brillouin fiber lasers”*,
F. Ginovart, S. Fresnel, A. Sebastian, S. Trebaol, S. Larochelle, P. Besnard,
CLEO Europe (2017), Munich

12. “Laser Brillouin multi-Stokes pour la réduction du bruit de fréquence et d’intensité ”,
S. Fresnel, A. Sebastian, S. Trebaol, C. Pareige, F. Ginovart, P. Besnard, S. Larochele,
JNOG (2017), Limoges, France

Bibliographie

- [1] J. W. J. F. B. Hawkes, *Laser principles and applications*. Englewood Cliffs: Prentice Hall, 1987.
- [2] D. Colladon, "Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique," *Comptes Rendus*, vol. 15, pp. 800–802, 1842.
- [3] C. Duffy, "Stimulated Brillouin Scattering In Monomode Optical Fibres For Sensing And Signal Processing Applications.," *J. Opt. Commun.*, vol. 4, no. January, pp. 10–19, 1994.
- [4] C. L. Tang, "Saturation and Spectral Distributions in the Stimulated Brillouin Process, 1," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 2, no. 4, pp. 142–143, 1966.
- [5] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, "SBS threshold of a fiber with a brillouin frequency shift distribution," *J. Light. Technol.*, vol. 14, no. 1, pp. 50–57, 1996.
- [6] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber," *Opt.*, vol. 18, no. 18, pp. 1561–1563, 1993.
- [7] X. Bao, D. J. Webb, and D. a Jackson, "22-km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 552–554, 1993.
- [8] X. Bao, D. J. Webb, and D. a Jackson, "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 2, p. 141, 1994.
- [9] T. Gogolla and K. Krebber, "Fiber sensors for distributed temperature and strain measurements using Brillouin scattering and frequency-domain methods," in *Environmental Sensing III*, 1997, vol. 3105, pp. 168–179.
- [10] A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 62, no. 2, pp. 1–4, 2000.
- [11] T. Omiya, M. Yoshida, and M. Nakazawa, "400 Gbit/s 256 QAM-OFDM transmission over 720 km with a 14 bit/s/Hz spectral efficiency by using high-resolution FDE.," *Opt. Express*, vol. 21, no. 3, pp. 2632–41, 2013.
- [12] R. Schmogrow, D. Hillerkuss, S. Wolf, B. Bäuerle, M. Winter, P. Kleinow, B. Nebendahl, T. Dippon, P. C. Schindler, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, "512QAM Nyquist sinc-pulse transmission at 54 Gbit/s in an optical bandwidth of 3 GHz," *Opt. Express*, vol. 20, no. 6, pp. 6439–6447, 2012.
- [13] J. Kakande, R. Slavík, and F. Parmigiani, "Multilevel quantization of optical phase in a novel coherent parametric mixer architecture," *Nat. Photonics*, vol. 5, no. October, pp. 748–752, 2011.
- [14] J. Maxin, K. Saleh, G. Pillet, L. Morvan, O. Llopis, and D. Dolfi, "Widely tunable Opto-Electronic Oscillator based on a Dual Frequency Laser," *J. Light. Technol.*, vol. 8624, no. 17, pp. 1–8, 2013.
- [15] S. Molin, G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, and J.-P. Huignard, "Experimental investigation of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers for microwave photonics applications.," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 15, pp. 1681–1683, 2008.
- [16] K. Alain, "L'émission laser par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques," EPFL, 1997.
- [17] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, "Fabrication of complex structures of Holey Fibers in Chalcogenide glass," *Opt. Express*, vol. 14, no. 3, pp. 1280–1285, 2006.
- [18] D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, "Space-division multiplexing in optical fibres," *Nat. Photonics*, vol. 7, no. April, pp. 354–362, 2013.
- [19] R. Essiambre and R. W. Tkach, "Capacity trends and limits of optical communication networks," *Proc. IEEE*, vol. 100, no. 5, pp. 1035–1055, 2012.
- [20] T. Morioka, D. T. U. Fotonik, R. Ryf, and P. Winzer, "Enhancing Optical Communications with Brand New Fibers," *Commun. Mag. IEEE*, vol. 50, no. February, pp. 31–42, 2012.
- [21] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3e ed. 2008.
- [22] 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.
- [23] C. Raman, "A New Radiation," *Indian J. Phys.*, no. 2, pp. 387–398, 1928.
- [24] R. G. Harrison and D. Yu, *Stimulated Brillouin Scattering*. 2002.
- [25] L. Brillouin, "Diffusion de lumière par un corps transparent homogène," *Ann. Phys.*, vol. 17, no. September, p. 88, 1922.
- [26] R. Y. Chiao, C. H. Townes and B. P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin scattering and coherent

- generation of intense hypersonic waves," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, p. 592, 1964.
- [27] C. Garmire, E and Townes, "Stimulated Brillouin Scattering in Liquids," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, no. 4, pp. 84–86, 1964.
 - [28] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 10, pp. 1842–1851, 1997.
 - [29] Y. Koyamada, S. Sato, S. Nakamura, H. Sotobayashi, and W. Chujo, "Simulating and designing Brillouin gain spectrum in single-mode fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 22, no. 2, pp. 631–639, 2004.
 - [30] E. P. Ippen and R. H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 11, p. 539, 1972.
 - [31] M. Savage-Leuchs, M. S. Bowers, and A. J. W. Brown, "Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers," *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 4972, no. 4, pp. 145–150, 2003.
 - [32] A. Mocofanescu, L. Wang, R. Jain, K. D. Shaw, P. R. Peterson, and A. Gavrielides, "Experimental and theoretical investigations on stimulated Brillouin scattering (SBS) in multimode fibers at 1550 nm wavelength," in *ROMOPTO 2003: Seventh Conference on Optics*, 2004, pp. 654–661.
 - [33] A. Mocofanescu, L. Wang, R. Jain, K. Shaw, A. Gavrielides, P. Peterson, and M. Sharma, "SBS threshold for single mode and multimode GRIN fibers in an all fiber configuration.," *Opt. Express*, vol. 13, no. 6, pp. 2019–2024, 2005.
 - [34] A. Minardo, R. Bernini, and L. Zeni, "Experimental and numerical study on stimulated Brillouin scattering in a graded-index multimode fiber.," *Opt. Express*, vol. 22, no. 14, pp. 17480–9, 2014.
 - [35] I. L. Fabelinskii and V. S. Starunov, "Some studies of the spectra of thermal and stimulated molecular scattering of light.," *Appl. Opt.*, vol. 6, no. 11, pp. 1793–804, 1967.
 - [36] Y. S. Mamdem, "Capteurs à fibres optique répartis par effet Brillouin: séparation de la dépendance à la température et à la déformation," T{é}l{é}com ParisTech, 2012.
 - [37] X. Bao, J. Dhiwayo, N. Heron, D. J. Webb, and D. a. Jackson, "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering," *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1340–1348, 1995.
 - [38] P.-A. Nicati, K. Toyama, S. Huang, and H. J. Shaw, "Temperature effects in a Brillouin fiber ring laser," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 24, pp. 2123–2125, 1993.
 - [39] S. Le Floch, "Étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes standart. Application aux capteurs de température et de pression," 2001.
 - [40] V. Lanticq, "Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil," Télécom ParisTech, 2009.
 - [41] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "Tensile Strain Dependence of Brillouin Frequency Shift in Silica Optical Fibers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 1, no. 5, pp. 107–108, 1989.
 - [42] X. Bao and L. Chen, "Recent progress in Brillouin scattering based fiber sensors," *Sensors*, vol. 11, no. 4, pp. 4152–4187, 2011.
 - [43] M. Nikles, "Long-distance fiber optic sensing solutions for pipeline leakage, intrusion and ground movement detection," in *Fibre Optic Sensors and Applications VI*, 2009, vol. 7316, no. MAY 2009, pp. 731602-731602–13.
 - [44] M. Niklès, "La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques : Étude et Application aux capteurs distribués," EPFL, 1997.
 - [45] Y.R.Shen, "Principles of Nonlinear Optics," *Princ. Nonlinear Opt.*, p. , 1984.
 - [46] R. Stolen, "Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 10, pp. 1157–1160, 1979.
 - [47] M. O. van Deventer, A. J. A. J. Boot, M. O. van Deventer, and A. J. A. J. Boot, "Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 12, no. 4, pp. 585–590, 1994.
 - [48] A. L. L. Gaeta and R. W. W. Boyd, "Stochastic Dynamics of Stimulated Brillouin Scattering in an Optical Fiber," *Phys. Rev. A*, vol. 44, no. 5, pp. 3205–3209, 1991.
 - [49] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 5th ed. 2013.
 - [50] A. Yeniay, J. M. Delavaux, and J. Toulouse, "Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 20, no. 8, pp. 1425–1432, 2002.
 - [51] P. Thomas, N. Rowell, H. van Driel, and G. Stegeman, "Normal acoustic modes and Brillouin scattering in single-mode optical fibers," *Phys. Rev. B*, vol. 19, no. 10, pp. 4986–4998, 1979.
 - [52] V. I. Kovalev and R. Harrison, "Waveguide-induced inhomogeneous spectral broadening of

- stimulated Brillouin scattering in optical fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 22, pp. 2022–2024, 2002.
- [53] G. C. Valley, "A Review of Stimulated Brillouin Scattering Excited with a Broad-Band Pump Laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 5, pp. 704–712, 1986.
- [54] R. W. Boyd, K. Rzaewski, and P. Narum, "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering," *Phys. Rev. A*, vol. 42, no. 9, pp. 5514–5521, 1990.
- [55] R. G. Smith, "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering," *Appl. Opt.*, vol. 11, no. 11, pp. 2489–2494, 1972.
- [56] A. B. Ruffin, "Stimulated Brillouin scattering: An overview of measurements, system impairments, and applications," in *Proc. Symp. Opt. Fiber Meas*, 2004, pp. 23–28.
- [57] P. Bayvel and P. M. Radmore, "Solutions of the SBS equations in single mode optical fibres and implications for fibre transmission systems," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 7, p. 434, 1990.
- [58] V. I. Kovalev and R. G. Harrison, "Threshold for stimulated Brillouin scattering in optical fiber," *Opt. Express*, vol. 15, no. 26, pp. 17625–17630, 2007.
- [59] A. P. Kung, A. Agarwal, D. F. Grosz, S. Banerjee, and D. N. Maywar, "Analytical solution of transmission performance improvement in fiber spans with forward Raman gain and its application to repeaterless systems," *J. Light. Technol.*, vol. 23, no. 3, pp. 1182–1188, 2005.
- [60] R. D. Esman and K. J. Williams, "Brillouin scattering: beyond threshold," *Opt. Fiber Commun.*, pp. 227–228, 1996.
- [61] J. Fatome, C. Fortier, T. N. Nguyen, T. Chartier, F. Smektala, K. Messaad, B. Kibler, S. Pitois, G. Gadret, C. Finot, and others, "Linear and nonlinear characterizations of chalcogenide photonic crystal fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 11, pp. 1707–1715, 2009.
- [62] J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S. F. Mafang, and L. Thévenaz, "Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 15, no. 23, pp. 15517–15522, 2007.
- [63] K. Hey-Tow, "Laser Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure," Université Rennes 1, 2013.
- [64] J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal, L. B. Shaw, C. M. Florea, P. Pureza, V. Q. Nguyen, and F. Kung, "Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers," *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, vol. 8, pp. 2148–2155, 2006.
- [65] C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, F. Smektala, G. Millot, F. Desevedavy, J. Troles, P. Houizot, L. Brilland, and N. Traynor, "Étude expérimentale de la diffusion Brillouin et Raman dans une fibre chalcogénure microstructurée Ge₁₅Sb₂₀Se₆₅," 2008.
- [66] K. Hey Tow, P. Besnard, L. Brilland, P. Toupin, J. Troles, D. Méchin, and D. Trégoat, "Génération d'onde stokes du second ordre et effet laser dans une fibre optique à cœur suspendu en verre de chalcogénure AsSe," in *JNOG 2011 - recueil des communications*, 2011, pp. 227–229.
- [67] K. Kikuchi, T. Taira, and N. Sugimoto, "Highly-nonlinear bismuth oxide-based glass fibers for all-optical signal processing," in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002 (OFC 2002)*, 2002, pp. 567–568.
- [68] N. Sugimoto, T. Nagashima, T. Hasegawa, and S. Ohara, "Bismuth-based optical fiber with nonlinear coefficient of 1360 W/sup -1/ km/sup -1/," in *Optical Fiber Communication Conference, 2004. OFC 2004*, 2004, vol. 2, pp. 5–7.
- [69] Y. Xu, H. Zeng, G. Yang, and G. Chen, "Third-order nonlinearities in GeSe₂–In₂Se₃–CsI glasses for telecommunications applications," *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 31, no. 1, pp. 75–78, 2008.
- [70] Y. Xu, Q. Zhang, W. Wang, H. Zeng, L. Xu, and G. Chen, "Large optical Kerr effect in bulk GeSe₂–In₂Se₃–CsI chalcogenide glasses," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 462, no. 1, pp. 69–71, 2008.
- [71] J. M. Harbold, F. O. Ilday, F. W. Wise, J. S. Sanghera, V. Q. Nguyen, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, "Highly nonlinear As-S-Se glasses for all-optical switching," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 2, pp. 119–121, 2002.
- [72] J. M. Harbold, F. Ö. Ilday, F. W. Wise, and B. G. Aitken, "Highly nonlinear Ge-As-Se and Ge-As-S-Se glasses for all-optical switching," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 822–824, 2002.
- [73] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, P. Horak, V. Finazzi, J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G. Brambilla, X. F. X. Feng, and D. J. Richardson, "Mid-IR Supercontinuum Generation From Nonsilica Microstructured Optical Fibers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 3, pp. 738–749, 2007.

- [74] G. Lenz, J. Zimmermann, T. Katsufuji, M. E. Lines, H. Y. Hwang, S. Spälter, R. E. Slusher, S. W. Cheong, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal, "Large Kerr effect in bulk Se-based chalcogenide glasses," *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 4, pp. 254–256, 2000.
- [75] K. S. Abedin, "Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As₂Se₃ chalcogenide fiber," *Opt. Express*, vol. 13, no. 25, pp. 10266–10271, 2005.
- [76] A. Zakery and S. . Elliott, "Optical properties and applications of chalcogenide glasses: a review," *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 330, no. 1–3, pp. 1–12, 2003.
- [77] S. D. Le, D. M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. e Silva, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, and others, "Efficient four-wave mixing in an ultra-highly nonlinear suspended-core chalcogenide As₃₈Se₆₂ fiber," *Opt. Express*, vol. 19, no. 26, pp. B653–B660, 2011.
- [78] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 3th ed. Springer, 2001.
- [79] C. Florea, M. Bashkansky, Z. Dutton, J. Sanghera, P. Pureza, and I. D. Aggarwal, "Stimulated Brillouin scattering in single-mode As₂S₃ and As₂Se₃ chalcogenide fibers," *Opt. Express*, vol. 14, no. 25, p. 12063, 2006.
- [80] G. E. Snopatin, V. S. Shiryayev, V. G. Plotnichenko, E. M. Dianov, and M. F. Churbanov, "High-purity chalcogenide glasses for fiber optics," *Inorg. Mater.*, vol. 45, no. 13, pp. 1439–1460, 2009.
- [81] K. Ogusu, H. P. Li, and M. Kitao, "Brillouin-gain coefficients of chalcogenide glasses," *J. Opt. Soc. Am. B-Optical Phys.*, vol. 21, pp. 1302–1304, 2004.
- [82] K. Y. Song, K. S. Abedin, K. Hotate, M. González Herráez, and L. Thévenaz, "Highly efficient Brillouin slow and fast light using As₂(Se₃) chalcogenide fiber.," *Opt. Express*, vol. 14, no. 13, pp. 5860–5865, 2006.
- [83] W. Belardi, J. H. Lee, K. Furusawa, Z. Yusoff, P. Petropoulos, M. Ibsen, T. M. Monro, and D. J. Richardson, "A 10GBIT/S Tuneable Wavelength Converter Based on Four-Wave MIXING in Highly Nonlinear Holey Fibre," *2002 28TH Eur. Conf. Opt. Commun.*, vol. 5, pp. 11–12, 2002.
- [84] P. S. J. Russell, "Photonic-Crystal Fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4729–4749, 2006.
- [85] T. a Birks, J. C. Knight, P. S. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, pp. 1547–1549, 1996.
- [86] P. Kaiser, E. Marcatili, and S. Miller, "A new optical fiber," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 52, no. 2, pp. 265–269, 1973.
- [87] T. M. Monro, Y. D. West, D. W. Hewak, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, "Chalcogenide holey fibres," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 24, pp. 1998–2000, 2000.
- [88] J. Le Person, F. Smektala, T. Chartier, L. Brilland, T. Jouan, J. Troles, and D. Bosc, "Light guidance in new chalcogenide holey fibres from GeGaSbS glass," *Mater. Res. Bull.*, vol. 41, no. 7, pp. 1303–1309, 2006.
- [89] L. Brilland, Q. Coulombier, P. Houizot, F. Désévéday, J. Troles, G. Renversez, T. Chartier, T. N. Nguyen, J.-L. Adam, N. Traynor, and others, "Amélioration de la transmission des fibres microstructurées en verres de chalcogénures," *JNOG 2008--recueil des Commun.*, pp. 312–314, 2008.
- [90] F. Désévéday, G. Renversez, L. Brilland, P. Houizot, J. Troles, Q. Coulombier, F. Smektala, N. Traynor, and J.-L. Adam, "Small-core chalcogenide microstructured fibers for the infrared.," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 32, pp. 6014–21, 2008.
- [91] T. N. Nguyen, T. Chartier, Q. Coulombier, P. Houizot, L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, C. Fortier, J. Fatome, and M. Thual, "Ultra highly nonlinear asse chalcogenide holey fiber for nonlinear applications," *2009 35th Eur. Conf. Opt. Commun.*, vol. 1, no. c, pp. 3–4, 2009.
- [92] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T. N. N'guyen, F. Smektala, G. Renversez, A. Monteville, D. Méchin, T. Pain, H. Orain, J.-C. Sangleboeuf, and J. Trolès, "Casting method for producing low-loss chalcogenide microstructured optical fibers.," *Opt. Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9107–9112, 2010.
- [93] J. Troles, Q. Coulombier, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, P. Toupin, L. Calvez, G. Renversez, F. Smektala, M. El Amraoui, J.-L. Adam, T. Chartier, D. Mechin, and L. Brilland, "Low loss microstructured chalcogenide fibers for large non linear effects at 1995 nm.," *Opt. Express*, vol. 18, no. 25, pp. 26647–26654, 2010.
- [94] P. Toupin, L. Brilland, J. Trolès, and J.-L. Adam, "Small core Ge-As-Se microstructured optical fiber with single-mode propagation and low optical losses," *Opt. Mater. Express*, vol. 2, no. 10, p.

- 1359, 2012.
- [95] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude, and A. Khelif, "Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres," *Nat. Phys.*, vol. 2, no. 6, pp. 388–392, 2006.
 - [96] J. E. McElhenny, R. K. Pattnaik, J. Toulouse, K. Saitoh, and M. Koshiba, "Unique characteristic features of stimulated Brillouin scattering in small-core photonic crystal fibers," *Josa B*, vol. 25, no. 4, pp. 582–593, 2008.
 - [97] K. H. Tow, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin, D. Trégoat, and S. Molin, "Relative intensity noise and frequency noise of a compact Brillouin laser made of As₃₈Se₆₂ suspended-core chalcogenide fiber," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 7, pp. 1157–9, 2012.
 - [98] K. H. Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, D. Trégoat, J. Troles, and P. Toupin, "Linewidth-narrowing and intensity noise reduction of the 2nd order Stokes component of a low threshold Brillouin laser made of Ge₁₀As₂₂Se₆₈ chalcogenide fiber," *Opt. Express*, vol. 20, no. 26, pp. B104–9, 2012.
 - [99] N. a. Olsson and J. P. Van Der Ziel, "Fibre Brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 9, p. 488, 1986.
 - [100] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, "Fibre Brillouin amplifiers," *Opt. quantum Electron.*, vol. 21, no. 1, pp. S105–S112, 1989.
 - [101] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, "All-fiber stimulated Brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold," *Opt. Lett.*, vol. 7, no. 10, pp. 509–511, 1982.
 - [102] P. Nicati, K. Toyama, H. J. Shaw, and L. Fellow, "Frequency Stability of a Brillouin Fiber Ring Laser," *Light. Technol. J.*, vol. 13, no. 7, pp. 1445–1451, 1995.
 - [103] S. Norcia, S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.-P. P. Huignard, and R. Frey, "Efficient single-mode Brillouin fiber laser for low-noise optical carrier reduction of microwave signals," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 20, pp. 1888–1890, 2003.
 - [104] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, "CW Brillouin laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, no. 10, pp. 608–609, 1976.
 - [105] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, "CW Brillouin ring laser," 1978.
 - [106] L. F. Stokes, H. J. Shaw, and M. Chodorow, "Brillouin ring laser," 1985.
 - [107] D. R. Ponikvar and S. Ezekiel, "Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser," *Opt. Lett.*, vol. 6, no. 8, pp. 398–400, 1981.
 - [108] F. Ravet, S. A. Omnisens, F. Briffod, S. A. Omnisens, M. Niklès, and S. A. Omnisens, "Extended Distance Fiber Optic Monitoring for Pipeline Leak and," in *Proceedings of the 2008 International Pipeline Conference, Calgary, Alberta, Canada, Sept, 2008*, pp. 1–9.
 - [109] F. Bastianini, F. Matta, N. Galati, and A. Nanni, "A Brillouin smart FRP material and a strain data post processing software for structural health monitoring through laboratory testing and field application on a highway bridge," in *Smart Structures and Materials*, 2005, pp. 600–611.
 - [110] C. Heras, J. Subías, J. Pelayo, and F. Villuendas, "High resolution light intensity spectrum analyzer (LISA) based on Brillouin optical filter," *Opt. Express*, vol. 15, no. 7, pp. 3708–14, 2007.
 - [111] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd, and A. L. Gaeta, "Tunable all-optical delays via brillouin slow light in an optical fiber," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, no. 15, p. 153902, 2005.
 - [112] V. I. Kovalev, R. G. Harrison, J. C. Knight, and N. E. Kotova, "Slow light in optical fiber using stimulated Brillouin scattering," in *International Workshop on Quantum Optics 2007*, 2008, p. 702415.
 - [113] T. F. S. Büttner, I. V. Kabakova, D. D. Hudson, and B. J. Eggleton, "Picosecond pulse burst generation using cascaded Stimulated Brillouin Scattering in a chalcogenide As₂Se₃ fiber cavity," in *Ieee*, 2013, p. 1.
 - [114] S. Chin, M. Gonzalez-Herraez, and L. Thevenaz, "Self-advanced fast light propagation in an optical fiber based on Brillouin scattering," *Opt. Express*, vol. 16, no. 16, pp. 12181–12189, 2008.
 - [115] M. Gonzalez-Herraez, K.-Y. Song, and L. Thevenaz, "Optically controlled slow and fast light in optical fibers using stimulated Brillouin scattering," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 8, p. 81113, 2005.
 - [116] M. G. Herraez, K. Y. Song, and L. Thevenaz, "Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers," *Opt. Express*, vol. 14, no. 4, pp. 1395–1400, 2006.
 - [117] M. G. Herraez, K. Y. Song, and L. Thevenaz, "Broad-bandwidth Brillouin slow light in optical

- fibers," *2006 Opt. Fiber Commun. Conf. Fiber Opt. Eng. Conf. Vols 1-6*, pp. 16–18, 2006.
- [118] S. Chin, M. Gonzalez-Herraez, and L. Thevenaz, "Zero-gain slow & fast light propagation in an optical fiber," *Opt. Express*, vol. 14, no. 22, pp. 10684–10692, 2006.
 - [119] G. P. Agrawal and Niloy K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. New-York, 1993.
 - [120] C. G. Atkins, D. Cotter, D. W. Smith, and R. Wyatt, "Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 10, pp. 556–558, 1986.
 - [121] D. Cotter, D. W. Smith, C. G. Atkins, and R. Wyatt, "Influence of nonlinear dispersion in coherent narrowband amplification by stimulated Brillouin scattering," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 12, p. 671, 1986.
 - [122] T. Tanemura, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 17, pp. 1552–4, 2002.
 - [123] a. . Zadok, a. . Eyal, and M. . Tur, "Gigahertz-Wide Optically Reconfigurable Filters Using Stimulated Brillouin Scattering," *J. Light. Technol.*, vol. 25, no. 8, pp. 2168–2174, 2007.
 - [124] T. Sakamoto, T. Yamamoto, K. Shiraki, and T. Kurashima, "Low distortion slow light in flat Brillouin gain spectrum by using optical frequency comb.," *Opt. Express*, vol. 16, no. 11, pp. 8026–8032, 2008.
 - [125] A. Wise, M. Tur, and A. Zadok, "Sharp tunable optical filters based on the polarization attributes of stimulated Brillouin scattering," *Opt. Express*, vol. 19, no. 22, p. 21945, 2011.
 - [126] X. Zou, M. Li, W. Pan, L. Yan, J. Azaña, and J. Yao, "All-fiber optical filter with an ultranarrow and rectangular spectral response.," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 16, pp. 3096–8, 2013.
 - [127] M. W. Pruessner, T. H. Stievater, P. G. Goetz, W. S. Rabinovich, and V. J. Urlick, "Cascaded integrated waveguide linear microcavity filters," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 1, p. 11105, 2013.
 - [128] W. Wei, L. Yi, Y. Jaouën, and W. Hu, "Bandwidth-tunable narrowband rectangular optical filter based on stimulated Brillouin scattering in optical fiber," *Opt. Express*, vol. 22, no. 19, p. 23249, 2014.
 - [129] L. Yi, W. Wei, Y. Jaouen, and W. Hu, "Ideal Rectangular Microwave Photonic Filter with High Selectivity Based on Stimulated Brillouin Scattering," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2015, p. Tu3F.5.
 - [130] J. Zhou, J. Chen, Y. Jaouën, L. Yi, X. Li, H. Petit, and P. Gallion, "A new frequency model for pump-to-signal RIN transfer in Brillouin fiber amplifiers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, no. 13, pp. 978–980, 2007.
 - [131] C. A. Galindez-Jamioy and J. M. López-Higuera, "Brillouin Distributed Fiber Sensors: An Overview and Applications," *J. Sensors*, vol. 2012, pp. 1–17, 2012.
 - [132] A. Kobayakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Adv. Opt. Photon.*, vol. 2, no. 1, pp. 1–59, 2010.
 - [133] 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.
 - [134] J. Geng and S. Jiang, "Pump-to-Stokes transfer of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers," *OFC/NFOEC 2007 - Opt. Fiber Commun. Natl. Fiber Opt. Eng. Conf. 2007*, vol. 32, pp. 11–13, 2007.
 - [135] E. D. Black, "An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization," *Am. J. Phys.*, vol. 69, no. 1, p. 79, 2001.
 - [136] J. C. Yong, L. Thevenaz, and B. Y. Kim, "Brillouin fiber laser pumped by a DFB laser diode," *J. Light. Technol.*, vol. 21, pp. 546–554, 2003.
 - [137] F. Mihélic, "Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques : amplification Brillouin large bande et laser Brillouin," 2008.
 - [138] S. Randoux, J. Zemmouri, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, V. Lecoecueche, P. Niay, M. Douay, P. Bernage, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Bragg grating based Brillouin fibre laser," *Opt. Commun.*, vol. 177, no. 1, pp. 303–306, 2000.
 - [139] G. J. Cowle, D. Y. Stepanov, and Y. T. Chieng, "Brillouin / Erbium Fiber Lasers," *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 7, pp. 1198–1204, 1997.
 - [140] D. Y. Stepanov and G. J. Cowle, "Properties of brillouin/erbium fiber lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, no. 4, pp. 1049–1057, 1997.

- [141] N. Shibata, R. G. Waarts, and R. P. Braun, "Brillouin-gain spectra for single-mode fibers having pure-silica, GeO₂-doped, and P₂O₅-doped cores," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 4, pp. 269–271, 1987.
- [142] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and R. M. Derosier, "Spontaneous Brillouin scattering for single mode optical fiber characterization," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 19, pp. 1011–1013, 1986.
- [143] L. E. Richter, H. I. Mandelberg, M. S. Kruger, and P. A. McGrath, "Linewidth Determination From Self-Heterodyne Measurement With Subcoherence Delay Time," *Quantum Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 2070–2074, 1986.
- [144] K. O. Hill, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "CW generation of multiple Stokes and anti-Stokes Brillouin-shifted frequencies," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 29, no. 3, pp. 185–187, 1976.
- [145] K. Toyama, S. Huang, P.-A. Nicati, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Generation of multiple Stokes waves in a Brillouin fiber ring laser," *Symp. A Q. J. Mod. Foreign Lit.*, pp. 11–14, 1993.
- [146] C. R. S. Fludger, V. Handerek, and R. J. Mears, "Pump to signal RIN transfer in Raman fiber amplifiers," *J. Light. Technol.*, vol. 19, no. 8, pp. 1140–1148, 2001.
- [147] L. Stepien, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Intensity Noise in Brillouin fiber ring lasers," *J. Opt. Soc. Am. B-Optical Phys.*, vol. 19, pp. 1055–1066, 2002.
- [148] O. Vaudel, Y. Léguillon, A. Mugnier, C. Bergogne, C. Molin, M. Doisy, D. Pureur, P. Besnard, D. Dolfi, and P. Nouchi, "Comparaison de différentes méthodes de mesure du RIN d'un laser DFB à fibre dopée," no. June, pp. 1–3, 2011.
- [149] F. N. Hooge, "1/f noise," *Phys. B+C*, vol. 83, no. 1, pp. 14–23, May 1976.
- [150] F. N. Hooge, "1/f Noise Sources," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, no. 11, pp. 1926–1935, 1994.
- [151] L. K. J. Vandamme, X. Li, and D. Rigaud, "1/f Noise in MOS Devices, Mobility or Number Fluctuations?," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, no. 11, pp. 1936–1945, 1994.
- [152] B. Pellegrini, "New theory of flicker noise," *Phys. Rev. B*, vol. 22, no. 10, pp. 4684–4691, 1980.
- [153] E. Milotti, "Linear processes that produce 1/f or flicker noise," *Phys. Rev. E*, vol. 51, no. 4, pp. 3087–3103, Apr. 1995.
- [154] O. JÄntschi, "Flicker (1/f) noise generated by a random walk of electrons in interfaces," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 34, no. 5, pp. 1100–1115, 1987.
- [155] H. Hodara, "Statistics of Thermal and Laser Radiation," *Proc. IEEE*, vol. 53, no. 7, pp. 696–704, 1965.
- [156] L. Stepien, "Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques : bruit d'intensité du laser et brûlage de trou spectral dans le générateur et l'amplificateur," Université des Sciences et Technologie de Lille-Lille I, 2002.
- [157] A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Experimental and theoretical study of linewidth narrowing in Brillouin fiber ring lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, no. 4, pp. 556–567, 2001.
- [158] S. Randoux, V. Lecoecue, B. Segard, and J. Zemmouri, "Dynamical analysis of Brillouin fiber lasers : An experimental approach," *Phys. Rev. A*, vol. 51, no. 6, pp. 4345–4348, 1995.
- [159] M. L. Dennis, P. T. Callahan, and M. C. Gross, "Suppression of relative intensity noise in a Brillouin fiber laser by operation above second-order threshold," in *2010 23rd Annual Meeting of the IEEE Photonics Society, PHOTONICS 2010*, 2010, pp. 28–29.
- [160] F. Zarinetchi, S. P. Smith, and S. Ezekiel, "Stimulated Brillouin fiber-optic laser gyroscope," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 229–231, 1991.
- [161] R. Graham and H. Haken, "The quantum-fluctuations of the optical parametric oscillator. I," *Zeitschrift für Phys.*, vol. 210, no. 3, pp. 276–302, 1968.
- [162] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake, and S. Jiang, "Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 17, pp. 1813–1815, 2006.
- [163] K. H. Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "Toward more coherent sources using a microstructured chalcogenide Brillouin fiber laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, no. 3, pp. 238–241, 2013.
- [164] L. B. Mercer, "1/f Frequency Noise Effects on Self-Heterodyne Linewidth Measurements," *Light. Technol. J.*, vol. 9, no. 4, pp. 485–493, 1991.
- [165] R. Tkach and A. Chraplyvy, "Phase noise and linewidth in an InGaAsP DFB laser," *Light. Technol. J.*, vol. 4, no. 11, pp. 1711–1716, 1986.
- [166] G. Di Domenico, S. Schilt, and P. Thomann, "Simple approach to the relation between laser

- frequency noise and laser line shape,” *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 25, pp. 4801–4807, 2010.
- [167] Q. Zhou, J. Qin, W. Xie, Z. Liu, Y. Tong, Y. Dong, and W. Hu, “Power-area method to precisely estimate laser linewidth from its frequency-noise spectrum,” *Appl. Opt.*, vol. 54, no. 28, p. 8282, 2015.
 - [168] S. Camatel and V. Ferrero, “Narrow Linewidth CW Laser Phase Noise Characterization Methods for Coherent Transmission System Applications,” *J. Light. Technol.*, vol. 26, pp. 3048–3055, 2008.
 - [169] O. Llopis, P. H. Merrer, H. Brahimi, K. Saleh, and P. Lacroix, “Phase noise measurement of a narrow linewidth CW laser using delay line approaches,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 14, pp. 2713–2715, 2011.
 - [170] O. Llopis, Z. Abdallah, V. Auroux, and A. Fernandez, “High spectral purity laser characterization with a self-heterodyne frequency discriminator,” in *2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and the European Frequency and Time Forum, FCS 2015 - Proceedings*, 2015, pp. 602–605.
 - [171] G. M. Stéphan, T. T. Tam, S. Blin, P. Besnard, and M. Têtu, “Laser line shape and spectral density of frequency noise,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 71, no. 4, p. 43809, 2005.
 - [172] D. S. Elliott, R. Roy, and S. J. Smith, “Extracavity laser band-shape and bandwidth modification,” *Phys. Rev. A*, vol. 26, no. 1, pp. 12–18, Jul. 1982.
 - [173] M. J. O’Mahony and I. D. Henning, “Semiconductor laser linewidth broadening due to 1/f carrier noise,” *Electron. Lett.*, vol. 19, no. 23, p. 1000, 1983.
 - [174] B. Fermigier and M. Têtu, “Frequency noise , Allan variance and lineshape of semiconductor laser,” vol. 3415, no. July, pp. 164–172, Oct. 1998.
 - [175] N. Bucalovic, V. Dolgovskiy, C. Schori, P. Thomann, G. Di Domenico, and S. Schilt, “Experimental validation of a simple approximation to determine the linewidth of a laser from its frequency noise spectrum,” *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 20, pp. 4582–8, Jul. 2012.
 - [176] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, “Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 6, pp. 393–395, 1991.
 - [177] J. Botineau, C. Leycuras, and C. Montes, “A Several MHz Optical Clock Using Stimulated Brillouin Scattering In A Ring Fiber Cavity,” 1989, pp. 132–137.
 - [178] K. Kalli, D. O. Culverhouse, and D. A. Jackson, “Fiber frequency shifter based on generation of stimulated Brillouin scattering in high-finesse ring resonators,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 19, pp. 1538–1540, Oct. 1991.
 - [179] J. Botineau, C. Leycuras, C. Montes, and E. Picholle, “A coherent approach to stationary stimulated Brillouin fiber amplifiers,” *Ann. Des Télécommunications*, vol. 49, no. 9–10, pp. 479–489, 1994.
 - [180] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, “Performance of strain-free stimulated brillouin scattering suppression fiber,” *J. Light. Technol.*, vol. 14, no. 4, pp. 549–554, Apr. 1996.
 - [181] C. McIntosh, A. Yeniay, and J. Toulouse, “Stimulated Brillouin scattering in dispersion-compensating fibers,” *Opt. Fiber*, vol. 3, no. 2, pp. 173–176, Apr. 1997.
 - [182] J. H. Lee, Z. Yusoff, W. Belardi, M. Ibsen, T. M. Monro, and D. J. Richardson, “Investigation of Brillouin effects in small-core holey optical fiber: lasing and scattering,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 11, pp. 927–929, Jun. 2002.
 - [183] F. Poletti, K. Furusawa, Z. Yusoff, N. Broderick, and D. J. Richardson, “Nonlinear tapered holey fibers with high stimulated Brillouin scattering threshold and controlled dispersion,” *JOSA B*, vol. 24, no. 9, pp. 2185–2194, Sep. 2007.
 - [184] D. Cotter, “Stimulated Brillouin Scattering in Monomode Optical Fiber,” *J. Opt. Commun.*, vol. 4, no. 1, pp. 10–19, 1983.
 - [185] W. Jinsong, T. Weizhong, and Z. Wen, “Stimulated Brillouin Scattering Initiated by Thermally Excited Acoustic Waves in Absorption Media,” *Opt. Commun.*, vol. 123, no. 4–6, pp. 574–576, Feb. 1996.
 - [186] S. Le Floch and P. Cambon, “Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and the steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 20, no. 6, pp. 1132–1137, Jun. 2003.
 - [187] A. Kobaykov, S. A. Darmanyan, and D. Q. Chowdhury, “Exact analytical treatment of noise initiation of SBS in the presence of loss,” *Opt. Commun.*, vol. 260, no. 1, pp. 46–49, 2006.
 - [188] M. Abramovitz and I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and*

- mathematical tables*. Courier Dover Publications, 1964.
- [189] B. G. Lee, D. M. Kuchta, F. E. Doany, C. L. Schow, P. Pepeljugoski, C. Baks, T. F. Taunay, B. Zhu, M. F. Yan, G. E. Oulundsen, D. S. Vaidya, W. Luo, and N. Li, "End-to-end multicore multimode fiber optic link operating up to 120 Gb/s," *J. Light. Technol.*, vol. 30, no. 6, pp. 886–892, 2012.
 - [190] C. Koebele, M. Salsi, L. Milord, R. Ryf, C. A. Bolle, P. Sillard, S. Bigo, G. Charlet, and others, "40 km transmission of five mode division multiplexed data streams at 100 Gb/s with low MIMO-DSP complexity," in *European Conference and Exposition on Optical Communications*, 2011, p. Th–13.
 - [191] E. Ip, N. Bai, Y.-K. Huang, E. Mateo, F. Yaman, S. Bickham, H.-Y. Tam, C. Lu, M.-J. Li, S. Ten, A. P. T. Lau, V. Tse, G.-D. Peng, C. Montero, X. Prieto, and G. Li, "88x3x112-Gb/s WDM Transmission over 50-km of Three-Mode Fiber with Inline Multimode Fiber Amplifier," in *37th European Conference and Exposition on Optical Communications*, 2011, p. Th.13.C.2.
 - [192] A. H. McCurdy, "Modeling of stimulated Brillouin scattering in optical fibers with arbitrary radial index profile," *J. Light. Technol.*, vol. 23, no. 11, pp. 3509–3516, 2005.
 - [193] C. Liang and X. Bao, "Analytical and numerical solutions for steady state stimulated Brillouin scattering in a single-mode fiber," *Opt. Commun.*, vol. 152, pp. 65–70, 1998.
 - [194] W.-W. Ke, X.-J. Wang, and X. Tang, "Stimulated Brillouin scattering model in multi-mode fiber lasers," *Sel. Top. Quantum Electron. IEEE J.*, vol. 20, no. 5, pp. 305–314, 2014.
 - [195] B. Ward and M. Mermelstein, "Modeling of inter-modal Brillouin gain in higher-order-mode fibers.," *Opt. Express*, vol. 18, no. 3, pp. 1952–1958, 2010.
 - [196] K. Y. Song, Y. H. Kim, and B. Y. Kim, "Intermodal stimulated Brillouin scattering in two-mode fibers.," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 11, pp. 1805–7, 2013.
 - [197] K. Y. Song and Y. H. Kim, "Characterization of stimulated Brillouin scattering in a few-mode fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 22, pp. 4841–4, 2013.
 - [198] A. Li, Q. Hu, and W. Shieh, "Characterization of stimulated Brillouin scattering in a circular-core two-mode fiber using optical time-domain analysis," *Opt. Express*, vol. 21, no. 26, p. 31894, 2013.
 - [199] R. W. Hellwarth, "Theory of phase conjugation by stimulated scattering in a waveguide," *Josa*, vol. 68, no. 8, pp. 1050–1056, 1978.
 - [200] R. W. Hellwarth, "Optical beam phase conjugation by stimulated backscattering," *Opt. Eng.*, vol. 21, no. 2, p. 212257, 1982.
 - [201] L. Lombard, M. A. Brignon, M. P. Georges, M. J.-L. Le Gouët, and M. B. Desruelle, "Méthodes non-linéaires de remise en forme de faisceau pour amplificateur de puissance à fibre multimode," 2005.
 - [202] A. A. Fottadi and E. A. Kuzin, "Stimulated Brillouin scattering associated with hypersound diffraction in multimode optical fibers," in *Summaries of Papers Presented at the Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS'96)*, 1996, pp. 234–235.
 - [203] S. Randoux, "Etude expérimentale et théorique de la dynamique de lasers Brillouin à fibre optique," 1995.
 - [204] J. Zhou, Y. Jaouen, L. Yi, and P. Gallion, "Pump to stokes waves intensity noise transfer in cascaded Brillouin fiber lasers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, no. 11, pp. 912–914, Jun. 2008.