



HAL
open science

amplification Raman stimulée de signaux hyperfréquences sur porteuse optique

Kafing Keïta

► **To cite this version:**

| Kafing Keïta. amplification Raman stimulée de signaux hyperfréquences sur porteuse optique.
| Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT : . tel-00091197v2

HAL Id: tel-00091197

<https://pastel.hal.science/tel-00091197v2>

Submitted on 21 May 2008

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

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

N° d'ordre

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

Par

Kafing KEÏTA

AMPLIFICATION RAMAN STIMULÉE
DE SIGNAUX HYPERFRÉQUENCES
SUR PORTEUSE OPTIQUE

Soutenue le 20 juillet 2006 devant la commission d'examen

M. Philippe DELAYE

M. Christian DELSART

M. Daniel DOLFI

M. Robert FREY

M. Stéphane RANDOUX

M. Thibaut SYLVESTRE

Président

Directeur de thèse

Rapporteur

Rapporteur

Remerciements

Je tiens tout particulièrement à remercier Pierre Chavel, directeur du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, car il apporte à ses doctorants tout le soutien nécessaire à l'accomplissement de leur thèse et ce dans les meilleures conditions possibles. Mes remerciements s'adressent également à Thales Research & Technology, cette thèse s'inscrivant dans le cadre de la fructueuse collaboration existante entre Thales et l'Institut d'Optique.

Je remercie pour son soutien et sa confiance Gérard Roosen qui imprègne son dynamisme au groupe MAériaux NON LInéaires et Applications (MANOLIA). Quant à Robert Frey, mon directeur de thèse, il sait tout ce que je lui dois! sans lui, ses conseils, son appui, sa générosité, sa bonne humeur, sa rigueur scientifique, cette thèse n'aurait pu voir le jour... Un grand merci à Philippe Delaye qui a toujours su se rendre disponible pour débloquer une manip récalcitrante ou répondre de façon expansive à mes questions.

Merci à tout le Département Optique et Optronique de Thales et tout particulièrement à Daniel Dolfi, Jean-Pierre Huignard et Sylvie Tonda-Goldstein pour l'accueil qu'ils ont toujours su me réserver et pour avoir répondu aux questions plus ou moins naïves que je pouvais me poser sur l'optique-hyperfréquence. L'étendu et l'éclectisme de leur savoir scientifique m'a permis d'accéder à une meilleure appréhension de ce domaine vaste et innovant.

Je tiens à remercier Stéphane Randoux et Thibaut Sylvestre qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail de thèse. Je leur suis très reconnaissante pour le temps qu'ils m'ont accordé. Je remercie également Christian Delsart qui m'a fait l'honneur de présider le jury.

J'en profite pour remercier tout le personnel de l'Institut d'Optique, notamment l'équipe des travaux pratiques de l'École Supérieure d'Optique qui m'a chaleureusement accueillie et s'est toujours montrée très généreuse lorsqu'il s'agissait de partager son matériel.

Merci encore à tous ceux qui sont à la base du groupe MANOLIA: Gilles Pauliat, Nicolas Dubreuil, Sylvie Yiou (épouse Lebrun), Jean-Michel Desvignes, Mireille Cuniot-Ponsard.

Sans oublier tous les thésards passés et présents de MANOLIA qui ont donné une dimension supplémentaire à ces années de thèse: Sébastien De Rossi (l'homme des cavernes...), Antoine Godard (notre gourou à tous...), Sébastien Maerten (attaché commercial chez Apple...), Florence Grappin (joyeuse camarade de bureau!), Sofiane Bahbah (esclavagiste à ses heures...), Vincent Reboud (Manolia for ever!!!), Guillaume Maire (qui n'en perd pas une miette...), Magali Astic (elle a tout d'une grande...), Nadia Boulay (ma camarade de beuverie...), Frédéric Guattari (le petit dernier...). Et une pensée pour tous ceux qui ne sont restés que quelques mois à l'Institut mais ont su laisser leur empreinte parfois indélébile: Evelin Weidner, David Pereida Cuban, Luca Razzari, Andre Lucca, Cody Coeckelenbergh, Denis Träger, Judit Remenyi, Soeren Jensen, Ilaria Manelli, Manuela Domenech Vargas.

Un dernier mot et un dernier merci à tous ceux qui ont tenu la distance, famille et amis qui n'ont pas désespéré et m'ont supportée au propre comme au figuré pendant toutes ces années d'études.

TABLE DES MATIERES

	page
INTRODUCTION	1
<hr/>	
I. OPTIQUE & MICRO-ONDES	5
<hr/>	
I.1. UNE ALLIANCE DE RAISON	5
I.2. LA LIAISON OPTIQUE HYPERFRÉQUENCE	8
I.2.1. définition de la liaison	8
I.2.2. émetteurs	10
I.2.3. récepteurs	13
I.3. PROPRIÉTÉS DE LA LIAISON	15
I.3.1. origine des pertes	15
I.3.2. gain	17
I.3.3. linéarité, dynamique	21
I.3.4. le bruit, sources et mesure	23
I.4. L'AMPLIFICATION OPTIQUE, ÉTAT DE L'ART	25
I.4.1. amplificateurs à semi-conducteurs	26
I.4.2. amplificateurs à fibres dopées	27
<hr/>	
II. L'AMPLIFICATEUR RAMAN FIBRÉ	31
<hr/>	
II.1. LA DIFFUSION RAMAN STIMULÉE	31
II.1.1. la diffusion Raman spontanée, modèle classique	32
II.1.2. équations de propagation de la diffusion Raman stimulée	35
II.1.3. calcul du gain	37

II.2. LES ÉLÉMENTS DE L'AMPLIFICATEUR RAMAN FIBRÉ	42
II.2.1. les fibres optiques	43
II.2.2. les lasers	49
III. LE BRUIT EN AMPLIFICATION RAMAN	55
III.1. L'ÉMISSION SPONTANÉE AMPLIFIÉE	55
III.2. TRANSFERT DU BRUIT DE LA POMPE PAR MÉLANGE À QUATRE ONDES	61
III.2.1. le système étudié	61
III.2.2. propagation non linéaire des ondes dans le milieu Raman	66
III.2.3. transfert de RIN de la pompe vers le signal	71
III.2.4. conclusion	84
III.3. RÉDUCTION DU BRUIT	85
III.3.1. description de l'amplificateur Raman stimulé à bruit réduit	86
III.3.2. description classique de la réduction du bruit en termes d'holographie dynamique	88
III.3.3. description de la réduction du bruit en optique non linéaire	94
III.3.4. description quantique de la réduction du bruit en amplification Raman bifréquence	96
IV. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'AMPLIFICATEUR RAMAN FIBRÉ	101
IV.1. TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES	102
IV.1.1. le dispositif expérimental	102
IV.1.2. méthodes de mesure	106
IV.1.3. le coefficient de gain Raman	107
IV.1.4. figures de mérite	108
IV.2. MESURES DE GAIN RAMAN ET D'ASE	111
IV.2.1. caractérisation du montage	112
IV.2.2. performances en co-propageant ou contra-propageant	120
IV.2.3. influence de la modulation hyperfréquence	133
IV.3. COMPARAISON DE L'AMPLIFICATEUR RAMAN AVEC UN EDFA	135

IV.3.1. caractéristiques de l'EDFA	135
IV.3.2. résultats	137
IV.4. SUPPRESSION COHÉRENTE DU GAIN	141
IV.4.1. montage expérimental	141
IV.4.2. résultats	144
IV.4.3. interprétation des résultats	147
IV.4.4. conclusion	150
<hr/> CONCLUSION & PERSPECTIVES	151
<hr/> ANNEXES	153
<hr/> RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	166

Introduction

Contexte

Lorsqu'il est question de fibres optiques, il n'est pas rare d'entendre évoquer des systèmes DWDM (dense wavelength division multiplexing) où plusieurs dizaines de longueurs d'onde sont transportées sur une seule fibre [1] ou encore des débits records atteignant plusieurs dizaines de Gigabits par seconde [2]. Ceci est, bien évidemment lié au fait que les télécommunications numériques furent le premier champ d'application de la technologie fibre optique [3]. Cependant, un autre domaine a su intégrer à son avantage cette technologie ainsi que toutes les avancées produites par le récent "boom" du secteur des télécommunications numériques, il s'agit du transport des signaux analogiques, plus précisément des signaux radiofréquences [4] ou micro-ondes.

Avant l'avènement de la fibre optique, l'acheminement de signaux radars était essentiellement assurée par les câbles coaxiaux [5]. Les fibres optiques offrent une excellente alternative à ces câbles coaxiaux dans le cadre d'applications nécessitant des systèmes plus compacts, plus légers. D'autre part, les fibres présentent de faibles pertes sur de très longues distances et sont insensibles aux possibles interférences électromagnétiques extérieures, ce qui est très avantageux [4]. En effet, les liaisons radars doivent obéir à un cahier des charges très sévère en termes de qualité du signal transmis [6].

L'établissement d'une liaison micro-onde fibrée est constitué de plusieurs étapes. On commence par générer un signal micro-onde électrique qui module un laser jouant le rôle de porteuse optique; cette porteuse sert à transporter le signal d'un point A à un point B au moyen de la fibre optique. À l'arrivée au point B, un détecteur permet la récupération du

signal micro-onde électrique. La modulation d'intensité du laser se fait au moyen de modulateurs externes. Actuellement, le modulateur Mach-Zehnder (MZM) est celui qui est le plus communément employé pour la modulation externe en hyperfréquence [7]. Le MZM transforme une modulation de phase en modulation d'intensité, cette modulation reste linéaire tant que l'on se situe dans le régime de fonctionnement du MZM. La modulation est donc inévitablement de faible amplitude, car la linéarité est un facteur primordial dans une liaison optique/hyperfréquence. Après cette étape, on dispose donc d'une porteuse optique de faible puissance (pour ne pas saturer les détecteurs) et de bandes latérales de modulation micro-ondes encore plus faibles (pour conserver la linéarité). Les bandes latérales micro-ondes étant le siège du signal utile, elles requièrent un rééquilibrage en puissance par rapport à la porteuse optique [8]. Le signal optique sort significativement affaibli par ces traitements, c'est là qu'intervient l'amplification optique.

Une des applications envisageable des fibres optiques alliées aux micro-ondes est la "phased-array antenna", ou antenne à balayage de phase [9]. Lorsque l'antenne radar est constituée d'un miroir unique et indéformable cela induit un contrôle mécanique; l'utilisation d'antennes constituées de miroirs multiples présentant des déphasages spécifiques permet de pallier à cette imperfection (on peut aisément modifier le diagramme de rayonnement de l'antenne sans avoir à la déplacer physiquement). L'usage de fibres optiques pour acheminer le signal jusqu'à chaque élément d'antenne apporte une souplesse supplémentaire. En installant des lignes à retard sur chaque fibre on contrôle les déphasages dans le domaine optique. Toutefois, ceci implique de distribuer un même signal optique modulé à un nombre considérable de canaux. Il est donc impératif que le signal optique soit d'une puissance relativement importante. Pour répondre à cette exigence le signal doit être amplifié optiquement.

Les amplificateurs optiques employés actuellement en optique/hyperfréquence sont une source de bruit supplémentaire sur la liaison, ils peuvent donc diminuer de façon dramatique la dynamique de la liaison hyperfréquence. Ce sont soit des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) [10], soit des amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA) [11]. Ces deux types d'amplificateurs, qui fonctionnent sur le principe de l'effet laser, dégradent le signal amplifié par ajout de bruit d'émission spontanée amplifiée. L'apport de l'amplificateur Raman a été largement démontré dans le domaine des télécommunications optiques [12]. Cependant,

à notre connaissance, au commencement de cette étude son utilisation n'était toujours pas introduite dans le domaine *opto-hyper*.

Plan

Le **premier chapitre** introduit la notion de liaison optique/hyperfréquence qui sert de cadre à cette étude. Nous présentons succinctement les différents éléments constituant cette liaison depuis la génération du signal hyperfréquence jusqu'au récepteur qui restitue le signal hyperfréquence d'origine, en passant par la fibre optique qui achemine la porteuse optique modulée. Nous définissons les propriétés de la liaison hyperfréquence (gain, dynamique, sources de bruit...) qui dépendent, en partie, de la technique de modulation du laser employée (directe ou externe). Puis, nous présentons l'état de l'art en matière d'amplification de signaux optiques modulés en hyperfréquence, amplification optique qui est actuellement réalisée au moyen d'amplificateurs à fibre dopée Erbium ou d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs.

Le **second chapitre** traite de l'amplificateur Raman à fibre en configuration co-propageante (faisceaux pompe et signal circulent dans le même sens) et contra-propageante (faisceaux pompe et signal circulent en sens opposés). Nous rappelons les principes physiques de l'optique non linéaire sur la base desquels l'amplificateur fonctionne en partant d'une présentation de la diffusion Raman spontanée pour aboutir à une détermination du gain de l'amplificateur notamment dans le cas d'un faisceau de pompe puissant non affaibli par l'amplification Raman du signal (régime paramétrique). Ce chapitre se poursuit par la description des divers éléments de l'amplificateur Raman: le milieu Raman (fibres optiques monomodes @ 1550nm), le laser de pompe (laser Raman @1480nm), ainsi que le laser signal à amplifier (diode laser à cavité étendue @ 1570nm)

Dans le **troisième chapitre**, on s'intéresse tout particulièrement aux sources de bruit de l'amplificateur Raman fibré. La principale source de bruit de ce type d'amplificateur est l'émission spontanée amplifiée ou "ASE" comme le montrera l'étude expérimentale. Nous déterminons une expression analytique de la puissance d'émission spontanée amplifiée en sortie d'amplificateur Raman en régime paramétrique, cette expression sera à rapprocher des

résultats expérimentaux pour une validation du modèle choisi. Nous nous intéressons ensuite au transfert du bruit d'intensité relative ("RIN") de la pompe vers le signal engendré par le processus de mélange à quatre ondes, ce pour deux cas limites: une pompe monochromatique faiblement modulée en amplitude et une pompe pseudo-incohérente. Enfin, nous présenterons un processus permettant la réduction du bruit d'émission spontanée amplifiée de l'amplificateur Raman tout en préservant son gain grâce à l'utilisation d'une pompe bifréquence aux caractéristiques judicieusement choisies.

Le **quatrième chapitre** renferme toutes les études expérimentales menées lors de cette thèse. Nous commençons par une présentation du dispositif expérimental qui permettra de caractériser l'amplificateur Raman à fibre en termes de gain et de bruit de même que l'incidence de la modulation hyperfréquence sur la qualité de l'amplificateur. Nous comparons, pour des conditions d'utilisation identiques, les performances de l'amplificateur Raman à fibre à celles d'un EDFA disponible dans le commerce. Pour finir, nous présentons le montage expérimental devant servir à la validation du processus de suppression cohérente du gain présenté au chapitre précédent.

I. Optique & micro-ondes

Leurs faibles pertes, ainsi que leurs faibles valeurs de dispersion font des fibres optiques monomodes des candidates de choix pour le transport de tous types de signaux. Les fibres ont été abondamment employées, et étudiées, dans le domaine des télécommunications, pour l'acheminement de signaux numériques. Toutefois, les télécommunications numériques n'ont pas été le seul secteur à bénéficier de l'essor de la "technologie fibre optique", les applications nécessitant le transfert de signaux analogiques ont également été révolutionnées par l'avènement de la fibre. C'est ainsi qu'elles ont fait leur apparition chez les "radaristes", s'inscrivant, de par les spécificités que le traitement des micro-ondes implique, dans un champ de recherches alliant optique et micro-ondes, dénommé *opto-hyper*, ou optique hyperfréquence. L'optique hyperfréquence représente donc le mariage de deux disciplines qui, bien qu'elles dérivent des mêmes équations (Maxwell) avaient jusque-là suivi des voies bien distinctes [4].

I.1. Une alliance de raison

Les importants progrès réalisés par l'industrie des télécommunications ont conduit à un large déploiement des fibres optiques. Ces fibres ont été améliorées, optimisées, étudiées de manière extensive afin de transmettre dans les meilleures conditions possibles et sur de très longues distances, des signaux numériques [13]. Le passage de la fibre dans le monde des "radaristes" bien que naturel n'est pas sans soulever de nouvelles questions. Il faut bien se rendre compte de la différence fondamentale qui existe entre les deux systèmes, télécommunications numériques et optique hyperfréquence. En optique hyperfréquence, il

s'agit de transmettre un signal analogique. Ce signal analogique hyperfréquence se doit de rester d'une très grande pureté tout au long de la ligne de transmission: ceci nécessite des lignes de transmission extrêmement stables et linéaires. De leur côté, les signaux numériques sont constitués de uns et zéros. Maintenir la pureté spectrale du signal transmis n'est pas nécessaire, il suffit juste que la liaison n'altère pas le signal au point que l'on ne puisse plus à la réception distinguer les uns des zéros. Une transmission digitale reste donc correcte, même en présence de bruit ou de distorsions du signal. Ce n'est pas le cas pour un signal analogique. On ne s'intéresse donc pas toujours aux mêmes paramètres pour décrire l'un ou l'autre type de liaison (cf. tableau 1.1)

TELECOMMUNICATIONS NUMERIQUES	HYPERFRÉQUENCES ANALOGIQUES
transport de bits	transport et stockage de signal
débit binaire	bande passante
récupérer les données BER "bit error rate" diagramme de l'œil	dynamique SFDR "spurious free dynamic range" compression
Sensibilité	rapport signal à bruit, figure de bruit
Gigue	bruit de phase
interférence inter-symbole	distorsion d'inter modulation
pénalités de puissance dispersion, chirp réflexions, crosstalk non-linéarités	pénalités de puissance dispersion, chirp réflexions, crosstalk non-linéarités
	puissance de sortie
⇒ transmission sans erreurs	⇒ transmission haute-fidélité

Tableau 1.1: différences entre les systèmes fibrés pour les télécommunications numériques et les micro-ondes.

On s'intéresse ici aux bénéfices apportés par l'introduction de la fibre optique dans le domaine du transport des signaux hyperfréquences. Les fibres optiques présentent d'importants avantages comparées aux câbles coaxiaux qu'il était d'usage d'employer pour ce type d'applications.

Tout d'abord, elles sont évidemment très légères et peu encombrantes, ce qui peut être un atout majeur, à bord un avion par exemple [14]. De plus, elles présentent de faibles pertes sur de très longues distances et sur toute la plage de fréquences micro-ondes, ce qui est loin d'être insignifiant. À titre de comparaison, un câble coaxial présente des pertes de l'ordre du dB/m à 5GHz tandis qu'une fibre optique classique présente, elle, des pertes de 0,2dB/km à 1,55µm!

Il faut, bien entendu, tenir compte des pertes conséquentes introduites sur la liaison lors des couplages dans et hors de la fibre et des différentes conversions électro-optiques. Toutefois, même ainsi, les fibres optiques restent compétitives pour des liaisons aussi courtes que quelques dizaines de mètres [15]. Et, ce qui ne gêne rien, les fibres optiques sont faciles à installer et moins onéreuses à entretenir que les câbles coaxiaux. Un autre avantage: la propagation se faisant dans un milieu diélectrique, les signaux ne sont pas sensibles aux interférences électromagnétiques (EMI) pendant leur transmission. Ce dernier point s'avère non négligeable, surtout si l'on considère les fonctions primaires d'un radar que sont la détection de cibles fixes ou en mouvement ainsi que la détermination de divers paramètres de cette cible.

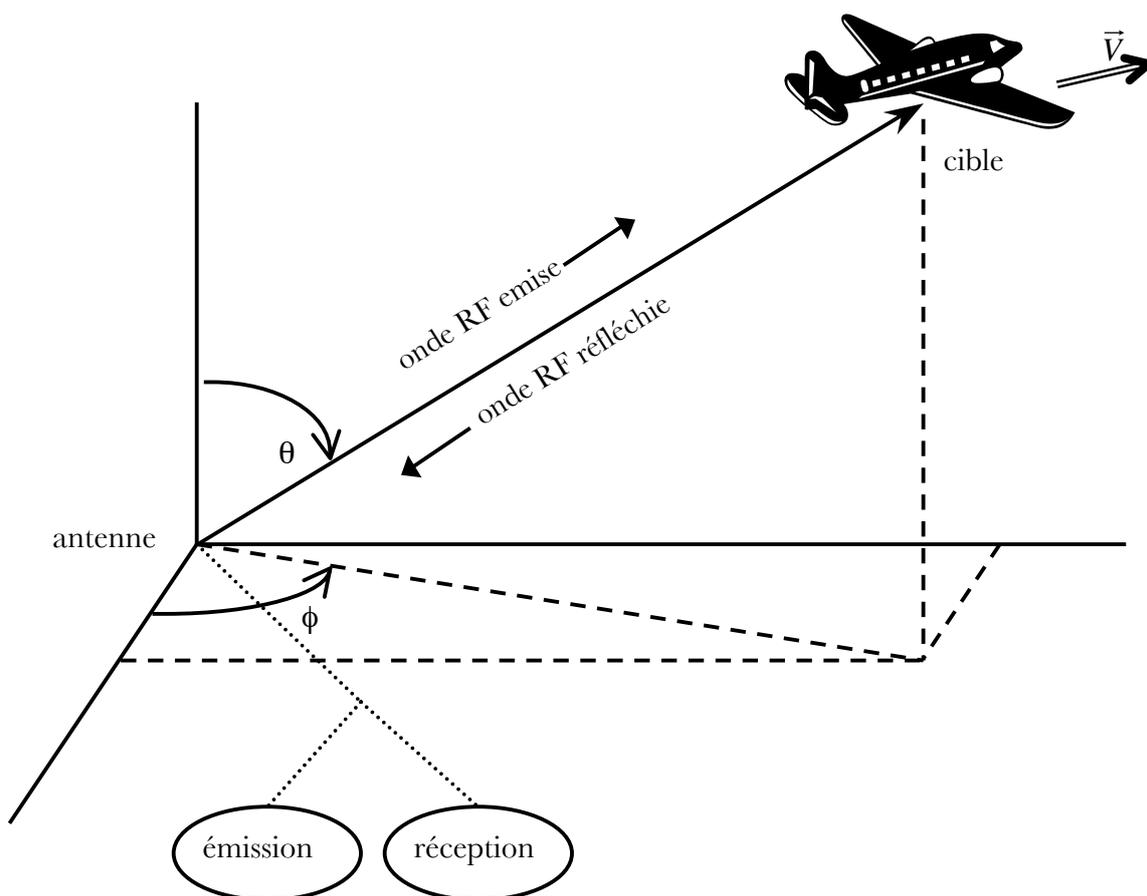


Figure 1. 1: description d'un système radar

La figure 1.1 illustre les différentes mesures effectuées par un système radar classique:

détection de cibles et estimation de divers paramètres tels que position, vitesse de la cible. La distance est déterminée par la différence de temps entre le moment où l'onde radar est émise et le moment où l'écho radar est réceptionné par l'antenne. Quant à la vitesse d'une cible en mouvement, elle se mesure grâce à la différence de fréquence entre l'émission et la réception introduite par l'effet Doppler.

Dans ce cadre, la liaison par fibre optique a de multiples potentialités. Elle peut intervenir entre antenne, émetteur et récepteur. Une application, mettant en lumière les apports de l'introduction de la fibre est l'antenne distante. La fibre sert, par exemple, à distribuer un signal micro-onde généré par un seul oscillateur micro-onde modulant un laser, vers plusieurs éléments d'antenne dont les phases diffèrent ("phased array radar antennas [16]"). En effet, avec les câbles en cuivre, il est souvent nécessaire de construire de petites stations au pied des antennes quand celles-ci sont éloignées du poste central. Chaque station doit être entièrement équipée (amplificateurs hyperfréquences, convertisseurs de fréquences...) afin de pouvoir traiter un signal qui arrive très atténué. Cette solution peut devenir très coûteuse lorsqu'il s'agit d'antennes multiples. Les fibres optiques permettent de transporter le signal avec très peu de pertes depuis le poste central, qui peut alors être très éloigné géographiquement, vers les antennes, réduisant ainsi les coûts.

On peut ainsi construire des champs d'antennes isolées les unes des autres sans souffrir d'interférences dues à la proximité des antennes. Ou, on peut utiliser la fibre à bord de navires, d'avions ou de sous-marins, quand la partie émettant le signal micro-onde est séparée de celle le générant. Ou encore, la fibre peut être utilisée pour implémenter des lignes à retard, des liaisons point à point... Et toutes ces applications peuvent être tout aussi bien terrestres que spatiales, militaires que commerciales.

I.2. La liaison optique hyperfréquence

I.2.1. définition de la liaison

On définit la liaison optique hyperfréquence avec, en entrée, un signal micro-onde et en

sortie un signal micro-onde. Ainsi, il est aisé de l'intégrer, en termes de performances, comme un bloc dans un système micro-onde plus complexe de la même façon qu'un quelconque composant micro-onde.

La liaison optique hyperfréquence se compose de trois principaux blocs (voir figure 1.2).

- Tout d'abord, il faut produire un signal micro-onde qui va ensuite moduler une porteuse optique. Ceci va constituer la partie "émetteur" de la liaison, il effectue la conversion électro-optique.
- Ensuite il faut transporter ce signal modulé grâce au "milieu de transmission", dans le cas qui nous préoccupe une fibre optique. C'est la partie tout-optique, où va se situer tout le traitement optique du signal (amplificateurs...), qui agira non seulement sur la porteuse optique mais également sur le signal micro-onde.
- Enfin, il faut récupérer le signal micro-onde, c'est la partie "récepteur", un photodétecteur qui effectue la conversion opto-électronique.

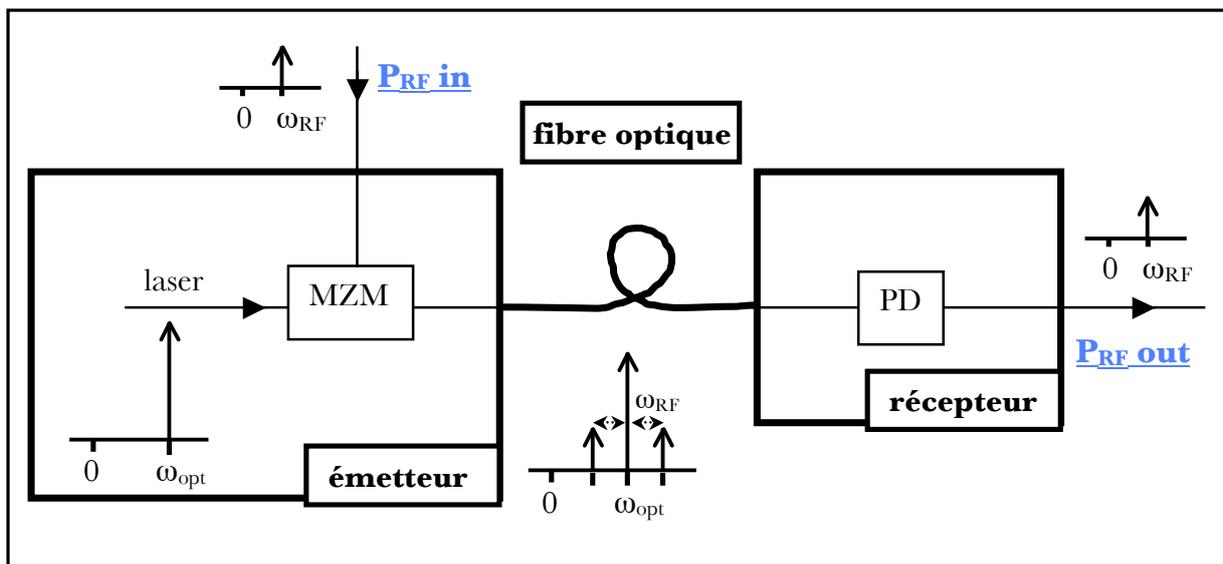


Figure 1. 2: schémas de base d'une liaison hyperfréquence sur fibre optique
 MZM: modulateur Mach-Zehnder, PD: photodiode, ω_{opt} : fréquence du laser, ω_{RF} : fréquence micro-onde,
 $P_{RF, in/out}$: puissance micro-onde en entrée ou en sortie

En règle générale, la longueur d'onde de la porteuse optique utilisée est adaptée au milieu de transmission. Elle se situe soit à $1,3\mu\text{m}$, minimum de dispersion de la fibre monomode

standard, soit à $1,55\mu\text{m}$, minimum d'atténuation de la fibre, (qui est pour cette raison la fenêtre pour laquelle on dispose des meilleurs amplificateurs optiques développés pour le domaine des télécommunications numériques).

En travaillant aux longueurs d'onde télécoms, la fibre n'introduit pas de limitations sur la bande passante de la liaison. Ces limitations proviennent pour l'essentiel des caractéristiques de l'émetteur et du récepteur, ce sont eux qui pourraient affaiblir les performances de la liaison, performances qui se mesurent, notamment, en termes de gain de la liaison.

Pour aller plus loin, il faut donc s'intéresser de plus près aux émetteurs utilisés.

I.2.2. émetteurs

On distingue 2 grands types de liaisons optique/hyperfréquence suivant la méthode employée pour moduler la porteuse optique: la *modulation directe* et la *modulation externe* [17].

I.2.2.a. modulation directe

La modulation directe est appelée ainsi car le processus de conversion se situe au niveau même du laser. On convertit une modulation petit signal du courant injecté dans le laser en une modulation correspondante de l'intensité des photons émis (voir figure 1.3). Un seul dispositif fait office de source optique et de modulateur.

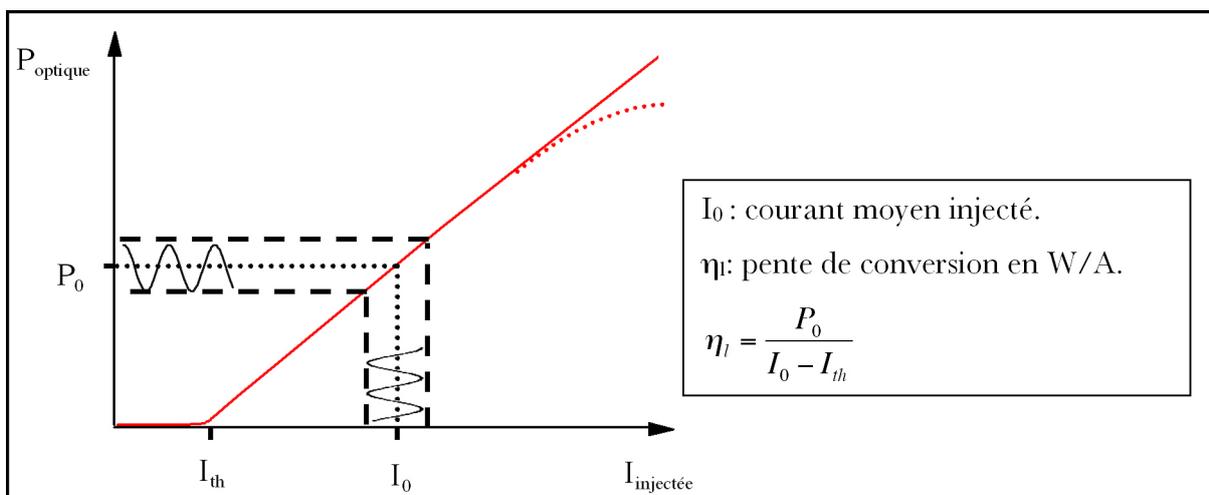


Figure 1. 3: modulation directe, caractéristique du laser

Les sources utilisées sont principalement des lasers à semi-conducteurs émettant autour de 1,3-1,55 μm , des lasers distributed feedback (DFB), ou encore des lasers Fabry Péro (FP). Toutefois, les DFB présentent de meilleures performances en termes de bruit et de linéarité, c'est la raison pour laquelle elles sont préférées aux FP pour toutes les applications requérant des critères de qualité sévères.

Cependant, cette modulation directe de l'intensité du laser ne va pas sans une modulation inopportune de la fréquence du laser, c'est le phénomène de "chirp". Ce phénomène lorsqu'il n'est pas spécifiquement recherché entraîne une dégradation du signal (élargissement spectral).

I.2.2.b. modulation externe

Dans la modulation externe, la source et le modulateur sont dissociés: on associe une source laser à un modulateur externe d'intensité. Comme il sera vu plus tard, le gain de la liaison peut, dans ce cas, être augmenté en élevant la puissance optique qui entre dans le modulateur (sans toutefois dépasser la puissance maximale que peut supporter le modulateur). En outre, elle introduit plus de latitude dans le choix de la source laser que la modulation directe, en effet, l'utilisation de lasers à semi-conducteurs conçus pour la modulation haute fréquence n'est plus exigée. On peut choisir entre des diodes laser de forte puissance ou des lasers état solide, ces derniers présentant l'avantage de meilleures caractéristiques de bruit. Un bémol reste cependant: leur prix et leur encombrement.

La modulation externe possède plus d'atouts que la directe. Elle présente une meilleure dynamique alliée à une plus grande bande passante [18]. Nous privilégierons donc cette solution dans toute la suite de cette étude.

Les modulateurs utilisés sont le plus souvent des modulateurs intégrés de type Mach-Zehnder (MZM). Sur l'un des deux bras de l'interféromètre est placé un modulateur de phase électro-optique (voir figure 1.4). Le choix du matériau dans lequel est construit le modulateur dépend des caractéristiques que l'on en attend: pertes d'absorption, puissance de l'effet électro-optique, coût... Son faible coût et ses bonnes performances font du niobate de lithium (LiNbO_3) le matériau le plus courant pour la fabrication de ces modulateurs.

Autour d'une des deux branches du MZM, on applique une tension qui déphase la lumière

traversant cette branche. Cette modulation de phase se transforme en modulation d'intensité micro-onde quand les deux branches de l'interféromètre se rejoignent.

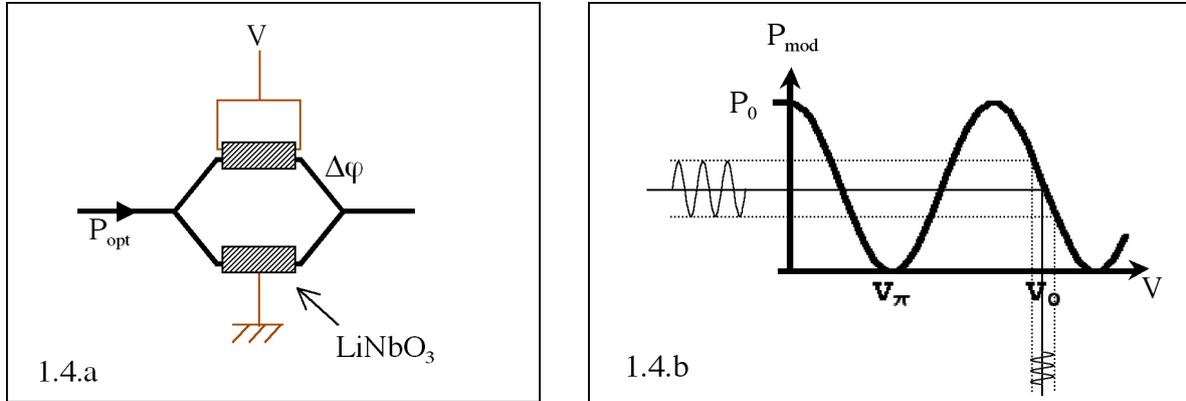


Figure 1. 4(a) et (b): principe de fonctionnement du modulateur Mach-Zehnder intégré.

La puissance du faisceau en sortie de l'interféromètre s'écrit:

$$P_{\text{mod}} = \frac{P_0}{2} (1 + \cos \Delta\varphi) = P_0 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (1.1)$$

où $\Delta\varphi$ est le déphasage introduit par le modulateur; il est lié à la tension V appliquée par la relation:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (1.2)$$

et V_π , tension demi-onde ou tension de biais, est l'un des paramètres qui définissent la performance du modulateur: c'est le changement de tension qu'il faut appliquer pour passer d'une interférence totalement constructive à celle totalement destructive (on change, en fait, de π le déphasage entre les deux branches du Mach-Zehnder).

$\Delta\varphi_0$ est la différence de marche à tension nulle.

La puissance en sortie se réécrit donc:

$$P_{\text{mod}} = P_0 \cos^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{V}{V_\pi} \right) \quad (1.3)$$

avec $\Delta\varphi_0 = \pi/2$, on obtient, en régime petits signaux, pour la puissance en sortie:

$$P_{\text{mod}} \approx \frac{P_0}{2} \left(1 + \sin \left(\pi \cdot \frac{V}{V_\pi} \right) \right) \quad (1.4)$$

Le signal injecté est donc modulé linéairement et faiblement autour de $P_0/2$.

On se retrouve ainsi en sortie du Mach-Zehnder avec un signal optique modulé très faiblement qu'il sera nécessaire de traiter dans le domaine optique pour récupérer un signal optimal. Ce signal optique modulé devra donc subir une augmentation de sa profondeur de modulation. La porteuse optique sert uniquement à transporter le signal micro-onde, le signal utile résidant dans les bandes latérales du signal modulé. Or, en raison du faible taux de modulation la porteuse contient la principale fraction de la puissance transmise par le modulateur; elle constitue donc une limitation à la sensibilité de détection en raison, par exemple, de la saturation qu'elle peut apporter dans les amplificateurs ou les détecteurs. Le signal optique modulé doit donc subir une augmentation de sa profondeur de modulation. Pour cela, des méthodes optiques ont été mises en œuvre ces dernières années avec un certain succès telles que l'utilisation de l'effet Brillouin stimulé qui amplifie les bandes latérales aux dépens de la porteuse optique qui joue le rôle de la pompe[19].

L'inconvénient majeur de toutes ces techniques est leur grand appétit en puissance. Le signal optique ressort très affaibli par ces traitements. Il nécessite donc une amplification optique puissante avant ou pendant sa transmission dans la fibre optique.

I.2.3. récepteurs

Pour chaque type de modulation, on peut définir le gain RF de la liaison qui décrira celle-ci en termes de performances. Il faut auparavant dire quelques mots sur les récepteurs.

Le récepteur a pour fonctions principales: de détecter le faisceau lumineux couplé hors de la fibre optique et de le convertir en un signal électrique. Le récepteur joue le rôle de transducteur optoélectronique.

La détection de la lumière se fait grâce à des photodiodes qui réceptionnent la lumière incidente puis la transforment en courant électrique. Les photodiodes utilisées sont très efficaces autour de $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$. On attend également de ces photodiodes qu'elles aient

une réponse très linéaire (voir figure 1.5). De plus, pour ne pas saturer le détecteur, il faut utiliser un signal optique provenant de la fibre optique d'amplitude raisonnable ce qui génère un courant électrique d'amplitude limitée. Il est donc parfois nécessaire d'introduire après la photodiode un (voire plusieurs) étage d'amplification des signaux électriques. C'est à ce même niveau que peuvent se trouver des filtres et autres dispositifs de traitement du signal électrique permettant d'améliorer et de mettre en forme l'information portée par le signal électrique. Les récepteurs peuvent inclure nombre de fonctions connexes, comme la récupération d'horloge pour des signaux synchrones, des circuits de décodage, ou de détection d'erreurs.

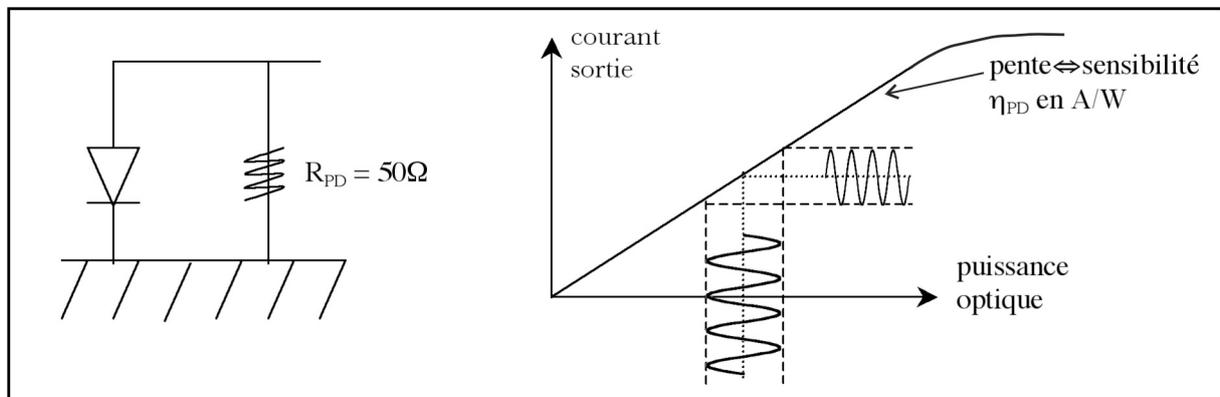


Figure 1. 5: la photodiode.

Les récepteurs doivent avoir une très grande sensibilité afin de pouvoir détecter des signaux optiques qui seraient de très faible amplitude. Ils doivent également avoir une grande bande passante ou, ce qui revient au même, avoir un temps de réponse suffisamment rapide. D'autre part, le bruit qu'ils engendrent doit être assez faible pour ne pas dégrader les performances de la liaison.

Les types de photodiodes les plus courantes sont: la photodiode "positive intrinsèque négative" (PIN) et la photodiode à avalanche (APD). La photodiode PIN est utilisée pour les installations les plus usuelles, principalement car elle peut être connectée à des alimentations standard, typiquement 5 à 15V. La photodiode à avalanche présente une bien meilleure sensibilité, de 5 à 10dB supérieure à celle de la photodiode PIN. Elle a également une bande passante bien plus large. Malheureusement son alimentation en puissance ne permet pas une

utilisation sur circuits classiques; de plus, elle requiert une alimentation très stable augmentant sensiblement son coût et réduisant son champ d'utilisation. Les photodiodes PIN sont donc malgré tout celles que l'on retrouve le plus souvent. Il est toutefois possible d'améliorer leur bande passante, mais ceci se fait au prix d'une moins grande sensibilité.

Pour parvenir à obtenir le meilleur des deux mondes, de nouvelles solutions se mettent en place. Les investigations se dirigent vers un type de photodétecteur réalisant le meilleur compromis sensibilité/bande passante (rapidité), qui de plus viendra s'intégrer idéalement sur la liaison sous la forme d'un module fibré [20]. Aujourd'hui, on trouve des photodiodes supportant des puissances de signal optique incidentes jusqu'à 10dBm.

I.3. Propriétés de la liaison

Comme il sera montré dans la suite de ce chapitre, le choix des composants joue un rôle critique sur la qualité de la liaison hyperfréquence ainsi définie. Ce sont eux qui déterminent la valeur de la liaison établie. La nécessité de procéder à des conversions électro-optique et opto-électronique engendre des pertes de puissance qu'il faut compenser par une amplification optique de qualité qui devra s'intégrer dans la liaison en dégradant au minimum ses propriétés.

I.3.1. origine des pertes

Dans une liaison optique micro-onde, aussi simple soit-elle, il est impossible de se départir des pertes inhérentes à la spécificité de la liaison qui veut que l'on parte d'un signal électrique qui devient optique pour finir en signal électrique utile. Afin de mesurer l'ampleur des pertes subies par le signal au cours de son cheminement sur la liaison, considérons une liaison minimale qui serait constituée d'une diode laser, d'un modulateur externe, de fibres optiques et d'une photodiode (cf. figure 1.6). Sur ce trajet existent de très nombreuses sources de pertes, que celles-ci soient de nature optique ou électrique.

Parmi ces pertes, on compte les pertes de couplage qui se situent entre la source laser et le modulateur externe, entre le modulateur et la fibre optique de transmission, entre deux portions de fibre, et enfin entre la sortie de la fibre et la photodiode. Ce sont des pertes dont on ne peut se défaire. Afin de minimiser ces pertes de couplage, les différents éléments présents sur le montage sont, le plus souvent, des modules fibrés permettant de réduire ces pertes à celles présentes entre deux connecteurs fibrés. Les raccords de connecteurs utilisés sont aujourd'hui des modèles standard, mais ils ne mettent pas l'utilisateur à l'abri des erreurs d'alignement dues à l'excentrement résiduel entre le cœur de la fibre et sa gaine ou entre la fibre nue et revêtue. Des modèles existent dans la littérature permettant d'estimer les pertes supplémentaires induites par ces "défauts" des fibres employées. Les fibres employées n'étant pas parfaites, les meilleurs raccords et connecteurs sur le marché ne permettent pas de s'affranchir d'un certain niveau de perte, qui peut donc venir de défauts d'excentrement, de positionnement ou d'angularité des connecteurs. Ces pertes sont généralement de l'ordre de 0,5dB pour des fibres optiques monomodes à 1,55 μm munies de connecteurs FC/APC reliés par un raccord de qualité. Les connecteurs FC/APC sont clivés avec angle leur assurant un taux de réflexion minimal et le moins de pertes possible.

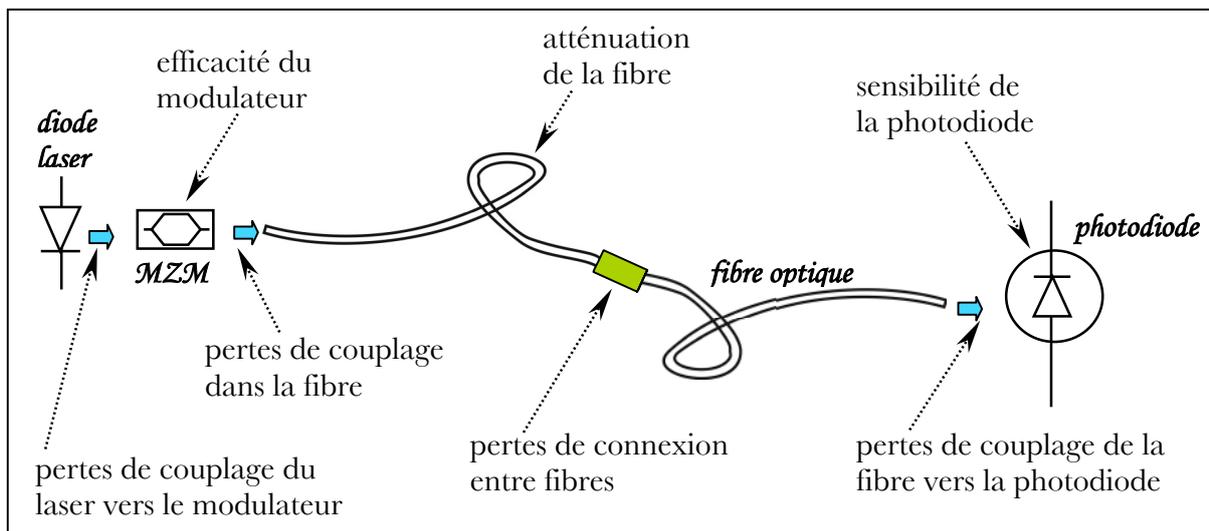


Figure 1. 6: recensement des pertes d'une liaison Optique/Micro-onde simple à modulation externe.

En dehors de ces pertes de couplage, il existe sur la liaison optique micro-onde d'autres

perdes, variables d'une liaison à l'autre, ce sont celles dues à l'atténuation de la fibre. Comme chacun sait, cette atténuation de la silice dépend fortement de la longueur d'onde, avec un minimum autour de $1,55\mu\text{m}$ qui est donc devenue la longueur d'onde de prédilection de tous ceux qui gravitent autour de la fibre. Plus la fibre sera longue plus ces pertes deviendront incapacitantes. Les pertes des fibres optiques monomodes à $1,55\mu\text{m}$ sont de l'ordre de $0,2\text{dB/km}$. Ceci est presque négligeable lorsque l'on ne considère que quelques mètres de fibre mais il faut sérieusement prendre en compte ces pertes pour des liaisons atteignant quelques kilomètres.

Il faut enfin tenir compte des pertes de conversion puisque le signal hyperfréquence doit être transformé en signal optique pour son transfert puis retranscrit en signal électrique pour son utilisation finale. Ces pertes sont introduites au niveau du modulateur Mach-Zehnder qui reçoit le signal hyperfréquence de départ et le convertit en signal optique avec une efficacité qui dépend de la force de l'effet électro-optique dans le matériau. De même, le passage de la puissance du signal optique émis à la sortie de la fibre au courant électrique délivré par la photodiode ne se fait pas sans dommages. Le rendement de la photodiode limite la quantité de puissance micro-onde qui sera récupérée en bout de ligne.

Toutes ces considérations rendent nécessaire l'amplification optique du signal si l'on veut récupérer un signal hyperfréquence exploitable. L'amplification optique est d'autant plus nécessaire que toutes les pertes de puissances apparaissant dans le domaine optique sont des pertes quadratiques. Et cela apparaîtra d'autant plus clairement après avoir estimé le gain hyperfréquence de la liaison.

I.3.2. gain

À partir des notations introduites précédemment, on définit le gain de la liaison, G_{RF} , comme le rapport entre les puissances **électriques** hyperfréquences en entrée et en sortie.

$$G_{RF} = \frac{P_{RF,out}}{P_{RF,in}} \quad (1.5)$$

$P_{RF,in}$: puissance électrique RF d'entrée

$P_{RF,out}$: puissance électrique RF de sortie

Il est possible de décomposer cette expression du gain afin d'y faire apparaître les différentes conversions ayant lieu au cours du trajet du signal hyperfréquence.

$$G_{RF} = \underbrace{\frac{P_{mod}^2}{P_{RF,in}}}_{\text{conversion electro-optique}} \cdot T_{op}^2 \cdot \underbrace{\frac{P_{RF,out}}{P_{od}^2}}_{\text{conversion opto-electronique}} \quad (1.6)$$

T_{op} : fonction de transfert de la liaison optique

P_{mod} : puissance optique modulée injectée dans la fibre

P_{od} : puissance optique modulée qui arrive sur le détecteur

Les puissances optiques apparaissent au carré car le gain RF est défini en termes de puissances électriques, or les détecteurs photoélectriques convertissent quadratiquement les puissances optiques en courant électrique. Le terme T_{op} recouvre toute la partie optique de la liaison, il peut s'agir aussi bien de l'atténuation de la fibre, d'amplification ou de tout autre traitement optique appliqué au signal.

Les caractéristiques de la photodiode permettent d'exprimer $P_{RF,out}$.

$$P_{RF,out} = R_{PD} \cdot i_{PD}^2 \quad (1.7)$$

R_{PD} la résistance interne de la photodiode

i_{PD} le courant généré par la photodiode

que l'on peut réécrire en introduisant le rendement de la photodiode, η_{PD} :

$$P_{RF,out} = R_{PD} \cdot (\eta_{PD} \cdot P_{od})^2 \quad (1.8)$$

On obtient ainsi une expression du dernier facteur du gain hyperfréquence (éq. 1.6):

$$\frac{P_{RF,out}}{P_{od}^2} = R_{PD} \cdot \eta_{PD}^2 \quad (1.9)$$

Pour pouvoir exprimer en totalité le gain hyperfréquence il convient de savoir si l'on a affaire à de la modulation externe ou interne, le choix du mode de modulation affectant significativement le gain et donc les possibilités de l'accentuer.

Gain en modulation directe:

On se souvient que dans ce cas de figure c'est le courant alimentant la diode laser qui est directement modulé par le signal hyperfréquence. La puissance RF de départ s'écrit donc:

$$P_{RF,in} = R_l \cdot i_m^2 \quad (1.10)$$

R_l la résistance de la diode laser.

i_m le courant injecté dans la diode laser

Si l'on tient maintenant compte du rendement de conversion de la diode laser η_l , on peut exprimer la puissance optique modulée délivrée par le laser:

$$P_{mod} = \eta_l \cdot i_m^2 \quad (1.11)$$

Ce qui permet d'obtenir une expression du premier facteur du gain hyperfréquence (éq 1.6):

$$\frac{P_{mod}^2}{P_{RF,in}} = \frac{\eta_l^2 \cdot i_m^2}{R_l \cdot i_m^2} = \frac{\eta_l^2}{R_l} \quad (1.12)$$

Tout est donc réuni pour exprimer le gain hyperfréquence total dans le cadre d'une modulation directe:

$$G_{RF,direct} = \left(\underbrace{\eta_l}_{\approx 0,2W/A} \cdot \underbrace{\eta_{PD}}_{\approx 0,8A/W} \right)^2 \cdot T_{op}^2 \cdot \frac{\overbrace{R_{PD}}^{\approx 50\Omega}}{\underbrace{R_l}_{\approx 5\Omega}} \quad (1.13)$$

Sur cette expression du gain de la liaison, on voit explicitement que celui-ci ne dépend pas de la puissance optique délivrée par le laser. Pour accentuer ce gain, la seule possibilité est d'influer sur T_{op} , les autres termes intervenant dans l'expression du gain étant plus ou moins fixés à des valeurs données dans l'équation (1.13). Il faut donc minimiser les pertes du canal optique et/ou amplifier optiquement.

Gain en modulation externe:

S'il s'agit de modulation externe, le problème se pose de façon quelque peu différente, puisque, ici, la diode émet une puissance optique qui est ensuite modulée par un signal hyperfréquence qui n'agit pas directement sur le laser. Les propriétés du modulateur jouent donc un rôle dans l'expression de la puissance optique modulée.

La puissance hyperfréquence à l'entrée s'écrit donc:

$$P_{RF,in} = \frac{V_m^2}{R_m} \quad (1.14)$$

V_m la tension modulée appliquée aux bornes du modulateur

R_m la résistance du modulateur

Quant à la puissance optique modulée, elle dépend de la tension de biais V_π du modulateur, ainsi que du maximum de transmission optique T_{max} du modulateur:

$$P_{mod} = P_l \cdot \frac{T_{max}}{2} \cdot \frac{V_m}{V_\pi} \quad (1.15)$$

P_l la puissance émise par le laser

Ceci permet d'exprimer le gain hyperfréquence de la liaison avec modulation externe:

$$G_{RF, externe} = P_l^2 \cdot \left(\frac{T_{max}}{2V_\pi} \right)^2 \cdot \underbrace{R_m}_{\approx 50\Omega} \cdot T_{op}^2 \cdot \underbrace{R_{PD}}_{\approx 50\Omega} \cdot \underbrace{\eta_{PD}^2}_{\approx 0,8A/W} \quad (1.16)$$

Ici, le gain dépend de la puissance du laser, P_l ; il est donc possible d'accroître le gain en augmentant cette puissance par amplification optique. Toutefois, il ne faut pas perdre de vue le fait que la photodiode ne doit pas être saturée par un flux optique trop important, on ne peut donc pas démesurément augmenter la puissance du laser...

Dans un cas comme dans l'autre, l'amplification optique permet d'améliorer T_{op} et par conséquent le gain RF de la liaison. De plus, la modulation externe offre la possibilité de jouer directement sur la puissance qui est émise par le laser pour accroître le gain, une autre raison de la préférer à la modulation directe.

I.3.3. linéarité, dynamique

En dehors de son gain, un autre paramètre permet de définir une liaison hyperfréquence: sa dynamique. La dynamique d'une liaison hyperfréquence mesure son aptitude à transmettre fidèlement des signaux de puissances variées. Fidèlement signifie ici non seulement des signaux détectables mais aussi une transmission linéaire.

Pour analyser la dynamique, voici, ci-dessous, quelques définitions utiles (voir figure 1.7):

- le plancher de bruit: il détermine la puissance de signal hyperfréquence minimum détectable pour la liaison, sous ce seuil, le signal est noyé par le bruit.
- le signal maximal: il a tendance à être limité par les non-linéarités qui peuvent exister au niveau du laser ou au niveau du modulateur pour une liaison à modulation directe par exemple. Si ces éléments reçoivent des puissances trop importantes leur fonctionnement n'est plus linéaire et peut être à l'origine de la présence d'harmoniques ou encore de produits d'intermodulation (IMD).
- le point de compression à 1dB: il est utilisé pour spécifier la dynamique d'une liaison ne transmettant qu'une fréquence. C'est la puissance micro-onde d'entrée pour laquelle la puissance de sortie est inférieure de 1dB à celle que l'on aurait si on était en régime "petits signaux". Autrement dit, c'est le point où la saturation fait perdre 1dB par rapport au

fonctionnement linéaire théorique.

- l'intersection de 3^e ordre: c'est un paramètre important pour les liaisons où plusieurs fréquences micro-ondes sont présentes simultanément. On l'utilise pour déterminer le "spur-free dynamic range" (SFDR) de la ligne multi fréquentielle. Par exemple, si on a sur la même ligne de transmission deux signaux à des fréquences f_1 et f_2 proches, comme la caractéristique $P(I)$ du laser (modulation directe) n'est pas idéalement linéaire, on peut voir apparaître des signaux d'intermodulation aux fréquences $2f_1 - f_2$ et $2f_2 - f_1$ proches de f_1 et f_2 .
- le SFDR: il est défini comme la plage de puissance des 2 signaux d'entrée à l'intérieur de laquelle les signaux de sortie sont au-dessus du plancher de bruit **et** les distorsions du troisième ordre sont au-dessous du plancher de bruit. C'est-à-dire les puissances RF que l'on peut admettre en entrée si l'on veut récupérer en sortie des signaux non dégradés par la présence d'harmoniques gênantes qui si elles existent seront noyées dans le bruit.

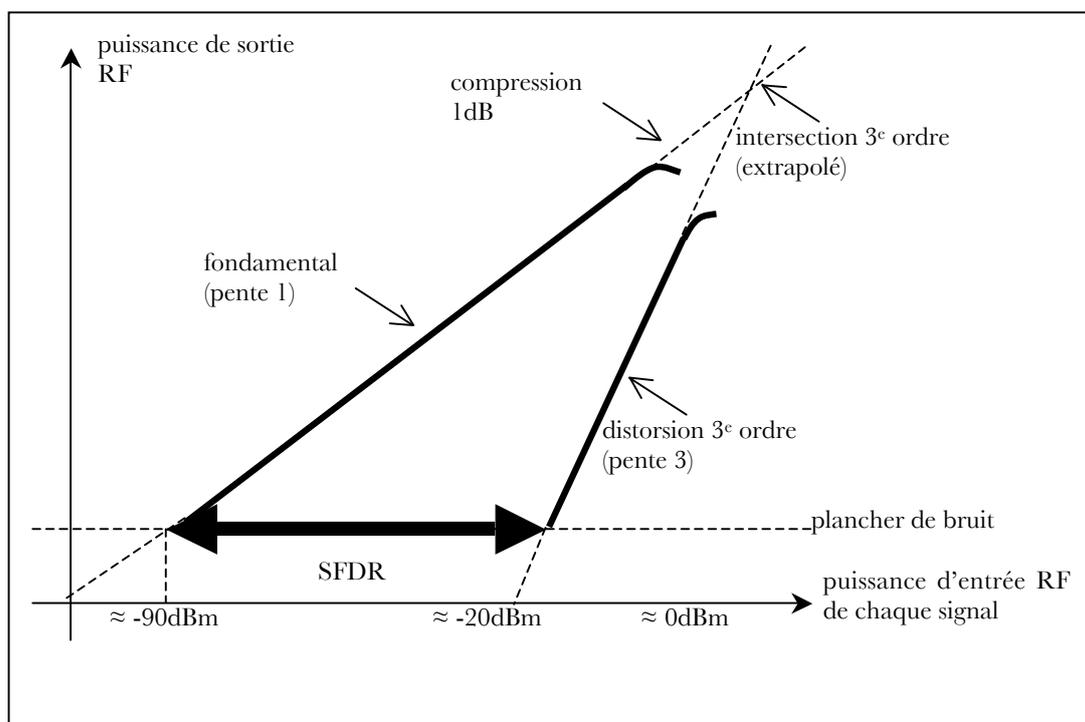


Figure 1. 7: dynamique d'une liaison RF

I.3.4. le bruit, sources et mesure

Afin de dégager une vision globale de la liaison optique micro-onde, il faut s'intéresser au bruit. Ceci permet de se faire une idée plus précise de la qualité de la liaison. La plupart des composants optiques ou électroniques constituant la liaison contribuent au bruit; il est donc essentiel d'apporter un soin tout particulier à leur sélection [21].

On dénombre diverses sources de bruit sur ce type de liaison, les principales provenant du laser, du bruit de grenaille de la photodétection et du bruit thermique dans les résistances de charge.

Le bruit de la source laser provient de fluctuations aléatoires de l'intensité du signal optique émis par le laser. Ces fluctuations sont de deux natures: des fluctuations de l'intensité même du faisceau généré par le laser et/ou des fluctuations dans la fréquence de la lumière émise. Ces dernières fluctuations peuvent sérieusement dégrader la qualité du signal si l'on utilise une fibre très dispersive pour le transport de l'information. Ce bruit de la source laser est généralement caractérisé par le Relative Intensity Noise (RIN). Il est défini comme le rapport entre le carré de la valeur moyenne de la densité spectrale de puissance du laser, $\Delta P(f)$ et le carré de la puissance optique moyenne, P_{opt} :

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2(f) \rangle}{P_{opt}^2} \quad (1.17)$$

Le RIN se mesure en dB/Hz, c'est une mesure dans le domaine électrique qui est dépendante de la fréquence. Sa contribution N_{RIN} au bruit de la liaison optique-hyperfréquence s'écrit (avec les grandeurs définies précédemment):

$$N_{RIN} = B \cdot R_{PD} \cdot RIN \cdot (P_{opt} \cdot \eta_{PD})^2 \quad (1.18)$$

B la bande passante électrique de la mesure

Vient ensuite le bruit de grenaille de la photodiode en détection directe. Ce bruit d'origine quantique tient au temps d'arrivée aléatoire des photons sur la photodiode induisant un bruit aléatoire sur le courant de sortie de la photodiode. Sa contribution N_{shot} au bruit s'écrit:

$$N_{shot} = R_{PD} \cdot 2e \cdot \underbrace{\eta_{PD} \cdot P_{moy}}_{i_{moy}} \cdot B \quad (1.19)$$

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$, la charge de l'électron

P_{moy} la puissance optique moyenne atteignant la photodiode

i_{moy} le courant moyen dans la photodiode

Quant au bruit thermique, il prend sa source partout où l'on retrouve des résistances: la source micro-onde, le modulateur, le photodétecteur, les dispositifs d'adaptation d'impédance (entre source et modulateur par exemple). La contribution N_{th} du bruit thermique est:

$$N_{th} = kTB \quad (1.20)$$

k la constante de Boltzmann

T la température

Le bruit thermique n'a pas une contribution majeure au bruit total de la liaison, à moins que l'on parvienne à abaisser significativement le niveau des bruits de grenaille et de RIN [22].

La source de bruit non négligeable sur laquelle on ne peut agir est le bruit de grenaille; il est intrinsèque à la détection. Il faut donc, bien entendu, travailler avec les meilleurs détecteurs. Le bruit thermique lui est indépendant de la puissance optique ou du courant de la photodiode, il ne sera donc pas modifiable. Reste le RIN de la source. La contribution du RIN varie et croît comme le carré de la puissance optique. Pour limiter les dommages que pourrait causer ce bruit, il est intéressant de travailler avec des lasers à très faible RIN (typiquement des RIN inférieurs à -160dB/Hz). Ce sont par exemple des lasers état solide, avec lesquels la principale source de bruit de la liaison devient le bruit de grenaille. Cependant, ces lasers sont encombrants et coûteux, il peut souvent être plus avantageux d'employer des lasers DFB. En effet, il existe aujourd'hui des lasers DFB de très bas RIN qui permettent une utilisation sans adjonction excessive de bruit [18].

Pour déterminer l'influence de tous ces bruits sur la liaison, on définit le facteur de bruit NF . Le facteur de bruit est défini comme le quotient des rapports signal à bruit électrique en

entrée et en sortie de la liaison (le signal étant le signal hyperfréquence):

$$NF = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} \quad (1.21)$$

qui se réécrit si on introduit le gain hyperfréquence de la liaison:

$$NF = \frac{1}{G_{RF}} \cdot \frac{N_{out}}{N_{in}} \quad (1.22)$$

N_{in} le bruit de la source hyperfréquence.

$N_{out} = N_{th} + N_{shot} + N_{RIN}$ le bruit en sortie

En rapprochant les expressions du gain hyperfréquence en modulation externe (éq. 1.16) et du facteur de bruit (éq. 1.22), on s'aperçoit que lorsque le bruit de grenaille est la contribution prépondérante au bruit de sortie, le facteur de bruit décroît linéairement avec les puissances optiques croissantes. Il est alors très intéressant d'utiliser des lasers à bas RIN et d'amplifier la puissance optique disponible pour accéder aux facteurs de bruit faibles et donc à des liaisons de qualité.

L'amplification optique permet, en fait, d'améliorer le facteur de bruit des liaisons limitées par le bruit thermique ou le bruit de grenaille, pour celles qui sont limitées par le bruit de RIN elle est peu efficace (mais ceci concerne des liaisons où la puissance optique est déjà très importante) [23].

Toutefois, cette amplification optique devra être à faible niveau de bruit pour préserver les bonnes performances de la liaison.

I.4. L'amplification optique, état de l'art

À l'heure actuelle, deux systèmes sont employés pour amplifier les signaux micro-onde sur porteuse optique: les amplificateurs optiques à semi-conducteur (SOAs) et les amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFAs). Ce sont des systèmes directement issus du monde des

télécommunication numériques et qui furent modifiés dans le sens d'une plus grande adaptation au domaine optique micro-onde.

I.4.1. amplificateurs à semi-conducteurs

Les amplificateurs optiques à semi-conducteur ont un très fort potentiel d'intégration de par leur taille (plus de dix fois moins encombrants que le plus petit EDFA) et, de par leur coût, très abordable. Ils sont fondés sur la même technologie que les diodes laser à semi-conducteur. L'amplification est obtenue en pompant le matériau semi-conducteur. À la différence des EDFAs pompés optiquement, les SOAs sont pompés grâce au courant électrique qui leur est injecté. Pour une utilisation en tant qu'amplificateur, il faut *juste* se prémunir des oscillations qui pourraient conduire à un fonctionnement en mode laser de la diode. Pour cela on utilise des traitements anti-reflet et des faces clivées avec angle. L'efficacité de ces traitements permet de classer les SOAs en deux catégories: les résonnants ou FP (Fabry-Pérot) de réflectivité 10^{-2} , et les NTW (Near Traveling Wave) de réflectivité 10^{-4} . Ils n'ont pas la même bande passante. De 2 à 10GHz pour les FP contre 5THz pour les NTW, ce qui fait des NTW les meilleurs candidats pour les liaisons optiques micro-onde.

Les divers paramètres caractérisant les amplificateurs à semi-conducteur sont: leur gain, G , leur saturation, leur bande passante, et enfin leur bruit qui est dû à de l'émission spontanée amplifiée (ASE). Le gain du signal optique après un passage sur la longueur L du SOA est:

$$G = \exp(gL) \quad (1.22)$$

g le coefficient de gain

$$g = \Gamma g_m - \alpha \quad (1.23)$$

Γ le facteur de confinement optique

g_m le gain du matériau

α les pertes optiques

Pour de faibles puissances de signal, on est en régime non saturé, linéaire. Lorsque la puissance de signal augmente, l'inversion de population est incomplète (le taux d'amplification est plus fort que le taux de pompage) et le gain diminue. On observe également la saturation

du spectre d'émission spontanée.

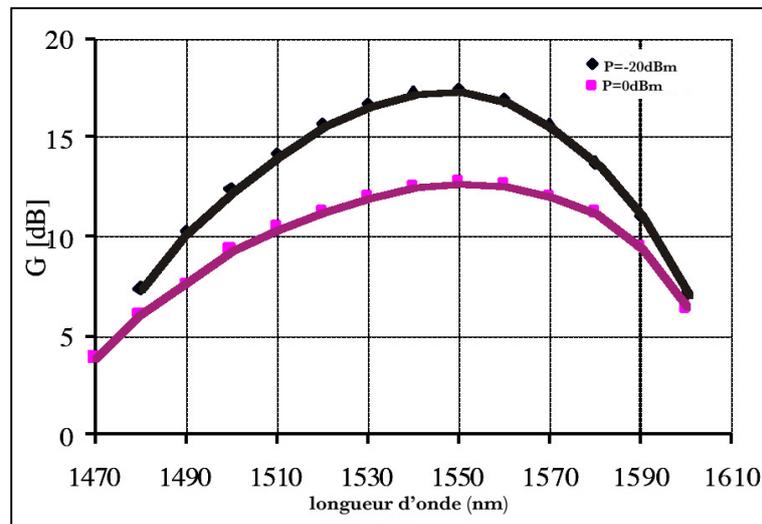


Figure 1. 8: courbes de gain avec des puissances d'entrée de -20 dBm et 0 dBm [10]

Ainsi, suivant le régime d'utilisation, les propriétés de l'amplificateur optique à semi-conducteur varient. En régime non saturé, la présence ou l'absence de signal n'a pas d'incidence notable sur le spectre d'émission spontanée amplifiée de l'amplificateur. Par contre, à saturation, l'amplification du signal s'accompagne d'une nette diminution de l'ASE. Le bruit est donc réduit, ce qui est positif, mais le gain également (saturation). De plus, ce régime est moins linéaire, ce qui est mauvais pour l'application optique-hyperfréquence [24].

Un élément qui limite l'emploi des amplificateurs optiques à semi-conducteur reste les pertes de couplage du SOA vers la fibre optique. C'est la raison pour laquelle les amplificateurs à fibre leur sont souvent préférés [25].

I.4.2. amplificateurs à fibres dopées

L'introduction des amplificateurs à fibre dopée dans le domaine de l'optique hyperfréquence a permis d'améliorer les liaisons parfois au prix d'une certaine débauche de puissance optique [11].

Dans un amplificateur à fibre dopée, le milieu à gain est constitué par une petite portion de fibre optique dopée par des ions terre rare, ce sont eux qui sont à l'origine du processus

d'amplification. Ces amplificateurs fonctionnent comme des milieux à gain laser sur le principe de l'inversion de population [26]. Les ions Erbium sont des dopants efficaces grâce à la *longue* durée de vie de leur état métastable (10ms) et aux différences d'énergies intervenant dans le diagramme d'énergie. De ce fait, ils peuvent être pompés avec des lasers à 980 ou 1480nm et amplifier des signaux à 1550nm (cf. figure 1.9).

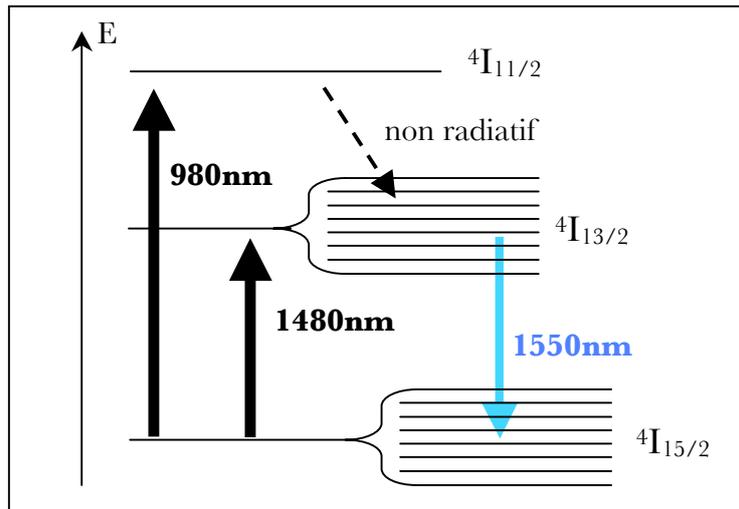


Figure 1. 9: schémas des niveaux d'énergie de l'ion Erbium dans une matrice de silice.

Les photons pompe incidents excitent les ions Erbium qui passent du niveau fondamental à un niveau excité puis, rapidement, à un niveau métastable par désexcitation non radiative. L'éventail de différences d'énergie séparant le niveau fondamental du niveau métastable correspond à des longueurs d'onde comprises entre 1525 et 1565nm. Si l'on envoie avec la pompe des photons signal à 1550nm, ces derniers sont amplifiés par émission stimulée. Le gain de l'amplificateur à fibre dopée Erbium peut alors se définir à partir des populations des niveaux fondamental (n_1) et excité (n_2) [27]. L'évolution de la puissance de signal dans une bande de fréquence $\delta\nu$ au cours de sa propagation dans la fibre dopée s'écrit:

$$\frac{dP_s(\lambda_s)}{dz} = \int_S [\sigma_e(\lambda_s)n_2(r) - \sigma_a(\lambda_s)n_1(r)] P_s(\lambda_s) \bar{\psi}_s(r) 2\pi r dr \quad (1.24)$$

$\bar{\psi}_s(r)$ l'enveloppe du mode guidé (normalisé)

$\sigma_{e/a}$ les sections efficaces d'émission/absorption

Si l'on reste en régime non saturé (faibles puissances de signal), l'amplification n'influe pas

sur l'inversion de population et les gains que peut atteindre l'amplificateur sont importants. Par contre, si l'on augmente la puissance de signal incidente, l'amplification dépeuple fortement les niveaux excités et le gain diminue: l'amplificateur sature.

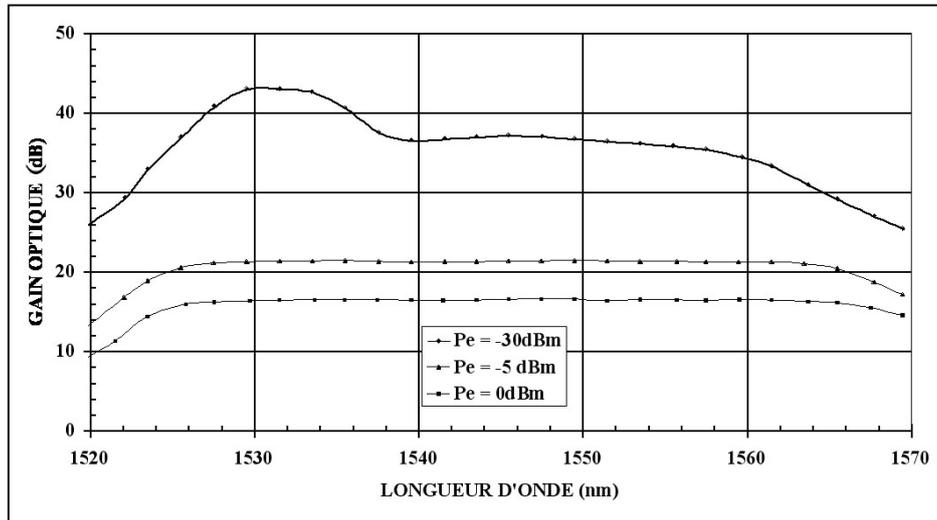


Figure 1. 10: spectre de gain d'un EDFA pour diverses puissances de signal incident [20].

Les EDFAs souffrent aussi de l'émission spontanée amplifiée. Ces photons émis à la longueur d'onde du signal sans relation de cohérence avec le signal sont amplifiés lors de leur propagation dans la fibre dopée. Ce sont des ions erbium excités qui se désexcitent spontanément en émettant un photon. L'évolution de la puissance d'émission spontanée est donc proportionnelle à la population du niveau excité (n_2) et à la section efficace d'émission de l'ion Erbium (σ_e). L'évolution de la puissance des photons d'émission spontanée à λ_s la longueur d'onde du signal dans une bande de fréquence $\delta\nu$ lors de leur propagation dans la fibre s'écrit donc:

$$\frac{dP_s(\lambda_s)}{dz} = \int_s \sigma_e(\lambda_s) n_2(r) 2P_0 \bar{\psi}_s(r) 2\pi r dr \quad (1.25)$$

P_0 la puissance d'un photon d'émission spontanée dans la bande $\delta\nu$

En principe, lorsque les gains sont forts, et que l'inversion de population est idéale, le facteur de bruit est minimal [26]. En pratique, ces niveaux de facteur de bruit ne sont jamais atteints à cause des pertes d'insertions de l'amplificateur (pompe-fibre, signal-multiplexeur).

Tout comme les amplificateurs à semi-conducteur, les EDFAs ont prouvé leur efficacité en optique/hyperfréquence [28], surtout dans le cadre d'une utilisation en régime saturé. Dans ce seul cas, ils peuvent être intégrés dans la liaison optique micro-onde sans dégradation du facteur de bruit [29, 30]. Toutefois, travailler en régime saturé implique de disposer d'une puissance optique déjà conséquente avant amplification. La question peut être posée concernant la nécessité de l'amplification dans ces conditions. C'est là qu'intervient l'amplification Raman stimulée qui est capable de fonctionner avec de très bonnes performances de bruit même à faible niveau de signal. Il ne faut pas, en effet, perdre de vue que les détecteurs sont limités en puissances optiques recevables.

II. L'amplificateur Raman fibré

La diffusion Raman stimulée est un phénomène résonant d'optique non linéaire du troisième ordre tout comme la diffusion Brillouin stimulée, la diffusion Raman stimulée présentant un temps de réponse rapide par rapport à cet autre effet non linéaire [31]. La diffusion Raman stimulée a été mise en évidence dans divers milieux, aussi bien des gaz comme le di-hydrogène [32], des liquides [33] (premières démonstrations expérimentales) ou des solides, la silice par exemple [34]. Dans les gaz et les liquides, la diffusion Raman trouve son origine dans les vibration et rotation individuelles des molécules. Par contre, dans les solides c'est la vibration collective des atomes qui est responsable de la diffusion Raman; on parle alors de diffusion de la lumière par des phonons optiques. Les fibres optiques peuvent être utilisées en tant que milieu Raman, elles font alors partie de ce que l'on nomme les lasers et amplificateurs Raman à fibre. Ce type d'amplificateur a été étudié et employé dès 1973 pour ses applications potentielles dans le domaine des télécommunications optiques [35]. Il présente des propriétés de gain large bande et ne nécessite pas de dopage particulier de la fibre, avec l'avantage supplémentaire que la fibre de transmission elle-même constitue le milieu à gain.

II.1. La diffusion Raman stimulée

La diffusion inélastique de la lumière par la matière avait été prédite dès 1923 par A. Smekal et cet effet fut d'abord appelé l'effet Smekal-Raman. Sir Chandrasekhara Venkata Raman (1888-1970), physicien indien devint prix Nobel en 1930 pour la découverte en 1928,

dans les liquides, du phénomène qui porte son nom [36]. Ce phénomène connut un engouement scientifique important, de fait, en 1928, parurent 63 publications sur ce thème, puis 141 en 1929, ce qui contribua à la notoriété de C.V. Raman.

La diffusion Raman spontanée est un processus de très faible efficacité. Avec une section efficace approximative de 10^{-6}cm^{-1} pour la matière condensée, elle ne convertit pour 1cm de matière, qu'un photon sur un million du faisceau incident en photon Stokes avec, de plus, une répartition statistique équiprobable dans toutes les directions.

Plus tard, au début des années soixante la diffusion Raman stimulée sera découverte par hasard par Woodbury et Ng [37] au cours d'une expérience comprenant une cellule de nitrobenzène. La diffusion Raman stimulée sera très vite traitée théoriquement par Hellwarth [38] et la théorie approfondie par Bloembergen et Shen [39] quelques années plus tard. Contrairement à la diffusion spontanée, la diffusion stimulée est un processus très efficace: on peut facilement convertir une importante part de la puissance pompe en puissance signal (jusqu'à plus de 80%).

La diffusion Raman stimulée fut étudiée de très près car elle offrait la possibilité de générer de nouvelles fréquences par amplification des photons émis par diffusion Raman spontanée, mais pouvait également s'avérer nuisible en entraînant des pertes dans les milieux soumis à une excitation laser puissante.

II.1.1. la diffusion Raman spontanée, modèle classique

Pour décrire toute la complexité de la diffusion Raman spontanée, il est nécessaire d'utiliser un modèle entièrement quantique, pour décrire les modes de vibration du milieu considérés mais aussi l'onde électromagnétique. On peut toutefois interpréter une part importante des propriétés de la diffusion Raman assez simplement d'un point de vue classique.

Le raisonnement consiste à considérer les molécules comme n'étant pas au repos. Par suite de l'agitation thermique, elles sont soumises à plusieurs sollicitations:

- à des mouvements de translation et de rotation désordonnés, qui les laissent invariantes par rapport à leur centre de gravité instantané.

- à des mouvements de vibration par rapport à leur position d'équilibre. On admettra que ces vibrations peuvent être décrites comme celles d'oscillateurs harmoniques. L'onde lumineuse incidente va entrer en interaction avec ces modes de vibration, entraînant la diffusion inélastique de la lumière observée par Sir Raman.

Les modes de vibration des molécules sont donc modélisés grâce à un oscillateur harmonique. Du fait de l'agitation thermique, on admet que les molécules subissent une élongation $q = x - x_0$, périodique et symétrique autour d'une position moyenne x_0 . Une force de rappel, f proportionnelle à cette élongation se manifeste:

$$f = -k \cdot q \quad (2.1)$$

k , la constante Raman caractéristique de la liaison entre les constituants de la molécule.

Dans l'approximation harmonique, les atomes subissent un déplacement par rapport à leur position d'équilibre:

$$q = q_0 \cos \Omega t \quad (2.2)$$

q_0 , l'amplitude maximale de vibration

$\Omega = 2\pi\nu$, la fréquence ν est caractéristique des atomes entrant en jeu et des liaisons qui les associent. Elle est typique d'un mode de vibration donné pour un groupement moléculaire.

En présence du champ électrique d'une onde électromagnétique, les molécules vont se polariser, et l'on suppose que la polarisabilité électronique de la molécule dépend du paramètre d'élongation, q . Un développement en série de Taylor de la polarisabilité permet alors d'écrire:

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta q} \right)_{q=0} \cdot q + \dots \quad (2.3)$$

Il en résulte un moment dipolaire P induit par l'onde incidente $E = E_0 \cos \omega t$ qui s'écrit, lorsque l'on se limite aux termes du 1^{er} ordre:

$$P = \alpha_0 \cdot E_0 \cdot \cos \omega t + \frac{1}{2} E_0 \left(\frac{\delta \alpha}{\delta q} \right)_{q=0} q_0 [\cos(\omega - \Omega)t + \cos(\omega + \Omega)t] \quad (2.4)$$

On constate:

- que le premier terme caractérise une émission sans changement de pulsation: c'est la diffusion élastique de la lumière ou diffusion Rayleigh.
- que le second terme est responsable d'une double émission avec changement de pulsation: c'est la diffusion Raman, qui est une diffusion inélastique de la lumière. La combinaison soustractive ($\omega - \Omega$) est désignée par le nom de processus Stokes, et la combinaison additive ($\omega + \Omega$) par celui de processus anti-Stokes par analogie avec les termes utilisés en luminescence. Par transposition dans le monde quantique, la diffusion Raman apparaît donc comme un processus à deux photons par lequel un photon est détruit et un autre créé tandis que le matériau passe d'un niveau d'énergie à un autre (voir figure 2.1).

La distribution des fréquences que l'on peut obtenir par diffusion Raman forme le spectre de gain. Ce spectre dépend de la fréquence de la lumière incidente et de la nature du matériau employé.

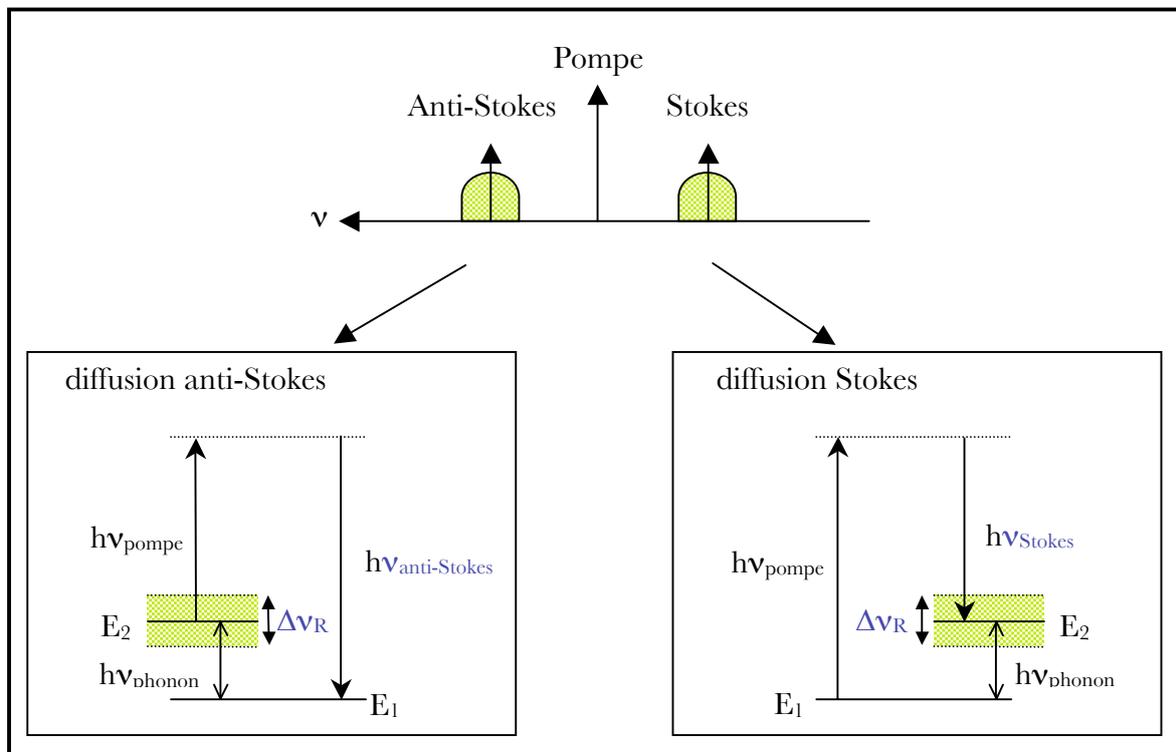


Figure 2. 1: diffusions Stokes et anti-Stokes

Le phénomène de diffusion Raman spontanée est généralement peu intense devant celui de diffusion Rayleigh (10^3 à 10^7 plus efficace en termes de conversion de photons). Le développement en série de Taylor au premier ordre donne accès aux pulsations fondamentales, le calcul complet met en évidence les combinaisons $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega \dots$ donnant lieu aux processus Stokes d'ordre supérieur.

Ce modèle a toutefois ses limites, l'approche classique partant d'oscillateurs harmoniques met en évidence des processus Stokes et anti-Stokes de même intensité, or cela ne correspond pas aux observations. Les raies anti-Stokes sont généralement beaucoup moins intenses que les raies Stokes. Compte tenu du très faible nombre de photons diffusés, c'est la mécanique quantique qui régit ces processus d'émission spontanée [40, 41]; dans la description quantique du système matériel et des ondes électromagnétiques les intensités des ondes diffusées sont déterminées par les populations des différents niveaux mis en jeu ce qui explique effectivement bien l'asymétrie en intensité des deux raies de diffusion Raman spontanée.

II.1.2. équations de propagation de la diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée consiste en un couplage cohérent des deux ondes aux fréquences laser incident et Stokes. Dans nombre de milieux non linéaires, la diffusion Raman transfère une part de la puissance du faisceau pompe vers un faisceau signal, dont la fréquence est située dans le spectre de gain. Si l'on considère de fortes puissances de pompe, il est possible de transférer efficacement la majeure partie de la puissance de pompe vers l'onde Stokes dans le matériau [42]. Il est donc possible d'amplifier considérablement des signaux optiques de cette manière. Reste à savoir le plus précisément possible l'amplitude de cette amplification

Tout comme avec la diffusion Raman spontanée, il est possible de décrire classiquement la diffusion Raman stimulée. En diffusion Raman spontanée, la pompe à ω_p interagit avec les vibrations moléculaires du matériau par l'intermédiaire de la modulation à Ω de l'indice de réfraction engendrant ainsi les ondes Stokes (à $\omega_s = \omega_p - \Omega$) et les ondes anti-Stokes (à

$\omega_p + \Omega$). Si maintenant, on envoie avec la pompe un signal à la fréquence Stokes ω_s , les deux ondes vont interférer générant un champ à $\Omega = \omega_p - \omega_s$ qui va entrer en résonance avec les vibrations moléculaires. L'onde signal va renforcer la modulation qui va à son tour renforcer l'onde signal, c'est l'amplification Raman.

Le passage par la polarisation non linéaire [41] permet d'établir l'expression de la variation de l'amplitude de l'onde Stokes A_s :

$$\frac{dA_s}{dz} = -\alpha_s A_s \quad (2.5)$$

$$\alpha_s = -12\pi i \frac{\omega_s}{n_s c} \chi_R''(\omega_s) |A_p|^2 \quad (2.6)$$

$\chi_R(\omega_s) = \chi_R'(\omega_s) + i\chi_R''(\omega_s)$ la susceptibilité Raman

n_s l'indice de réfraction à ω_s

c vitesse de la lumière

Cette expression de la variation de l'amplitude du champ A_s indique une amplification de l'onde Stokes ($\chi_R''(\omega_s) < 0$) lors d'un processus où l'accord de phase est automatique (proportionnel au module carré de A_p).

Considérons à présent une fibre optique monomode où les photons pompes sont injectés en $z = 0$. L'amplification d'un signal monochromatique se propageant dans la fibre en sens contraire à celui d'une pompe monochromatique (montage *contra-propageant*) peut se décrire par le système de deux équations couplées tenant compte des pertes dans la fibre [43]:

$$\frac{dN_p}{dz} = -kN_p(N_s + 1) - \alpha_p N_p \quad (2.7)$$

$$\frac{dN_s}{dz} = -kN_p(N_s + 1) + \alpha_s N_s \quad (2.8)$$

$N_{p/s}$ le flux de photons à la longueur d'onde de pompe/signal

$\alpha_{p/s}$ les pertes (atténuation) de la fibre

k le gain Raman (en m^{-1}) qui dépend du matériau et de la longueur d'onde

Pour un montage *co-propageant*, lorsque la pompe et le signal se propagent dans la même direction, en conservant le même sens pour la pompe, le système d'équations couplées se réécrit avec la même équation différentielle pour la pompe, seule change celle du signal:

$$\frac{dN_S}{dz} = +kN_P(N_S + 1) - \alpha_S N_S \quad (2.9)$$

L'entier 1 présent dans ces équations provient de la prise en compte de l'émission spontanée [43]. C'est ce terme spontané qui permet le démarrage de la diffusion stimulée dans le cas de la génération d'une nouvelle source lumineuse intense. Dans le cas de l'amplification d'un signal lors de sa propagation dans la fibre, le faisceau pompe génère des photons d'émission spontanée dans toutes les directions, donc également dans celle du signal injecté. Ces quelques photons sont à leur tour amplifiés, comme le signal, par diffusion Raman stimulée, donnant lieu au bruit d'émission spontanée amplifiée ou ASE. Mais, l'ASE restant très inférieure au signal, on peut la négliger pour l'étude de l'amplification proprement dite, nous reviendrons sur ce phénomène lors de l'étude du bruit, où l'ASE joue un rôle important.

À partir de ces équations, on peut donc remonter plus ou moins aisément au gain de l'amplification Raman ainsi qu'au bruit produit par l'amplificateur.

II.1.3. calcul du gain

II.1.3.a. gain, sans déplétion de la pompe

Pour commencer, on considère le régime dans lequel la pompe est très peu affectée par le processus d'amplification Raman, quand la puissance de la pompe employée est très supérieure à la puissance du signal à amplifier, par exemple. Dans ce régime particulier, les équations s'intègrent assez aisément. En effet, dans les deux cas (co ou contra-propageant), l'équation décrivant la variation du flux de la pompe (éq. 2.7) se réduit à:

$$\frac{dN_P}{dz} = -\alpha_P N_P \quad (2.10)$$

Si l'on considère un flux entrant dans la fibre de N_{p_0} photons pompe, on a donc après une distance L de fibre parcourue un faisceau pompe uniquement atténué par sa propagation dans la fibre:

$$N_p(L) = N_{p_0} \exp(-\alpha_p L). \quad (2.11)$$

Si on réinjecte cette expression de N_p dans les équations (2.8) et (2.9) dans lesquelles on néglige le terme de diffusion spontanée, on obtient la même solution que l'on se place en co-propageant ou en contra-propageant:

$$N_s(z_f) = N_s(z_i) \exp(-\alpha_s L) \exp(kN_{p_0} L_{eff}) \quad (2.12)$$

l'entrée: $z_i = 0$ en co-propageant, $z_i = L$ en contra-propageant

la sortie: $z_f = L$ en co-propageant, $z_f = 0$ en contra-propageant

Remarquons que dans l'équation 2.12 entre en jeu la longueur effective d'interaction L_{eff} qui est plus courte que la longueur totale de fibre du fait de l'absorption de la pompe.

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p} \quad (2.13)$$

Cette expression de l'évolution de N_s (équation 2.12) traduit à la fois l'atténuation du signal lors de sa propagation et son amplification par effet Raman.

On peut également exprimer ces solutions en termes de puissance optique se propageant dans la fibre [44] ce qui permettra une comparaison directe avec les résultats obtenus dans la partie expérimentale de cette étude:

$$P_p(L) = P_{p_0} \exp(-\alpha_p L) \quad (2.14)$$

$$\boxed{P_s(z_f) = P_s(z_i) \exp(-\alpha_s L) \exp\left(\frac{g_R P_{p_0}}{nA_{eff}} L_{eff}\right)} \quad (2.15)$$

→ A_{eff} l'aire effective de la fibre, $A_{eff} = \pi d^2/4$, d étant le diamètre effectif du mode se propageant au cœur de la fibre.

→ P_{p_0} la puissance optique de pompe entrant dans la fibre.

→ n un facteur multiplicatif dépendant de la polarisation [45, 46] pouvant varier de 1 à 2; il est minimal lorsque les polarisations de la pompe et du signal restent identiques tout au long de la fibre et deux lorsqu'on a une inadéquation des modes de polarisation du signal et de la pompe, ce qui est toujours le cas quand on travaille avec des fibres ne maintenant pas la polarisation. On considérera toujours par la suite le cas $n = 2$.

→ g_R le coefficient de gain Raman en m/W , déterminé par le rapport de proportionnalité existant entre la densité de photons et la puissance optique [47], il est défini par:

$$\frac{g_R P_{p_0}}{2A_{eff}} \equiv kN_{p_0} \quad (2.16)$$

Dans le cadre de l'approximation faite (pas de déplétion de la pompe), on peut maintenant exprimer le *gain net* apporté par l'amplification Raman. Ce gain, qui est un rapport entre les puissances optiques de signal en entrée et en sortie de fibre, tient compte de l'atténuation de la fibre.

$$G = \exp(-\alpha_s L) \exp\left(\frac{g_R P_{p_0}}{2A_{eff}} L_{eff}\right) \quad (2.17)$$

Comme on peut le voir sur cette expression du gain, ce dernier ne dépend que de peu de paramètres. Il est déterminé par la puissance de pompe utilisée et par des caractéristiques fixes par la fibre choisie, qui peuvent se réduire à:

- l'atténuation de la fibre aux longueurs d'onde du signal α_s et de la pompe α_p (qui apparaît dans la longueur effective).
- le facteur de gain $\gamma = \frac{g_R P_{p_0}}{2A_{eff}}$ (2.18)
- la longueur de la fibre L

Si l'on étudie les variations de G , on s'aperçoit que dans une configuration où: $\alpha_s > \gamma$, l'amplificateur ne fournira jamais de gain net. La diffusion Raman stimulée ne compensant pas les pertes de la fibre, on se retrouvera toujours avec moins de signal en sortie qu'en entrée. Notons néanmoins que le processus est utile si la fibre Raman est celle servant au transport du signal, qui sera moins atténué. C'est dans ce schéma que l'amplificateur Raman est utilisé

dans les télécommunication tout optique. À partir des notations explicitées plus haut, on définit dans ce cas le *gain on/off*, i.e. avec/sans pompe:

$$G_{on/off} = \exp(\gamma L_{eff}) \quad (2.19)$$

Ce gain on/off ne tient pas compte de l'atténuation du signal due à sa propagation dans la fibre. Il est surtout intéressant lorsque la ligne optique est préexistante et que l'on souhaite limiter les dommages engendrés par l'atténuation. C'est celui qui est généralement cité en télécommunications optiques. Par contre, ce mode de fonctionnement n'est pas acceptable pour les liaisons opto-hyper où un gain net est nécessaire pour atteindre les niveaux de signal requis pour les applications. C'est donc du gain net dont il sera question par la suite si aucune précision supplémentaire n'est apportée.

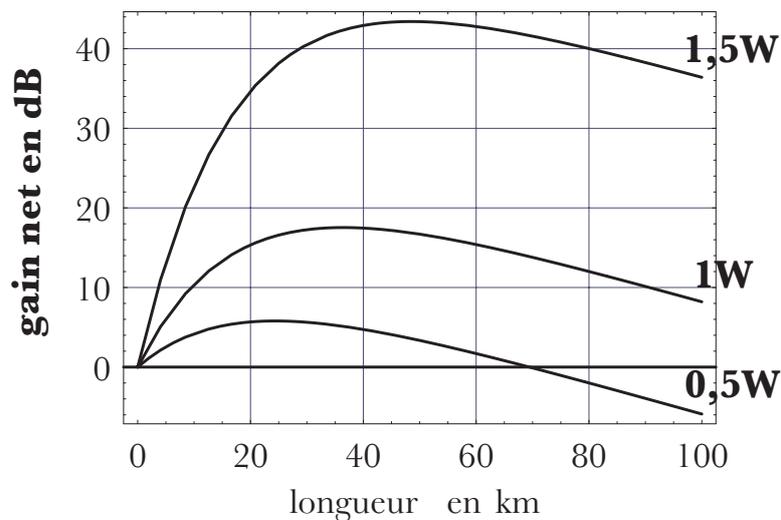


Figure 2. 2: variation du gain net d'un amplificateur Raman en fonction de la longueur de la fibre (fibre monomode @1550nm standard) pour différentes puissances de pompe (0,5W/1W/1,5W)

Dans le cas d'un gain net positif, seul cas intéressant pour l'application opto-hyper, il existe une longueur L_{opt} qui optimise le gain que l'amplificateur peut atteindre (voir figure 2.2), en effet L_{eff} sature avec les grandes longueurs de fibre.

$$L_{opt} = \frac{1}{\alpha_p} \ln \frac{\gamma}{\alpha_s} = \frac{1}{\alpha_p} \ln \frac{g_R P_{p_0}}{2\alpha_s A_{eff}} \quad (2.20)$$

Le gain atteint alors la valeur:

$$G_{max} = \left(\frac{\gamma}{\alpha_s} \right)^{\frac{\alpha_s}{\alpha_p}} \exp \left[\frac{\gamma - \alpha_s}{\alpha_p} \right] \quad (2.21)$$

En supposant que l'atténuation est comparable aux longueurs d'onde pompe et signal, $\alpha_s \approx \alpha_p = \alpha$, on peut réécrire le gain maximal:

$$G_{max} = \frac{\gamma}{\alpha} \exp \left[\frac{g_R P_{p_0}}{2\alpha A_{eff}} - 1 \right] \quad (2.22)$$

Pour obtenir une amplification importante du signal, on peut donc jouer sur la puissance du faisceau pompe, sur l'aire effective du cœur de la fibre, ou encore sur son dopage de manière à augmenter son coefficient de gain Raman.

II.1.3.b. gain, régime de déplétion de la pompe

Le gain calculé précédemment rend assez bien compte de la majorité des données récoltées lors d'études expérimentales. Toutefois, si l'on ne tient pas compte de la déplétion de la pompe, on ne peut expliquer les phénomènes de saturation observés lorsque le gain est très important [48]. Dans ce cas, la puissance de signal amplifié devient considérable, comparable à la puissance de pompe. Une grande quantité de photons pompe est convertie en photons signal et la pompe est affaiblie. Dans ce régime, on parvient à une solution analytique complète du système d'équations couplées dans le cas d'un montage co-propageant où les atténuations sont égales pour la pompe et le signal (voir annexe 1).

$$N_p = \frac{N_0 \exp(-\alpha L)}{1 + \frac{N_{s_0}}{N_{p_0}} \exp(kN_0 L_{eff})} \quad (2.23)$$

$$N_s = \frac{N_0 \exp(-\alpha L)}{1 + \frac{N_{p_0}}{N_{s_0}} \exp(-kN_0 L_{eff})} \quad (2.24)$$

α l'atténuation de la fibre, identique aux fréquences pompe et signal

N_{p_0} le flux de photons pompe à l'entrée de la fibre

N_{s_0} le flux de photons signal à l'entrée de la fibre

$N_0 = N_{p_0} + N_{s_0}$ le flux total de photons

Pour de faibles amplifications et des puissances de pompe fortes, l'exponentielle présente au dénominateur de N_P (éq. 2.23) devient négligeable devant un et l'on retrouve les résultats de l'approximation de la pompe sans déplétion.

Vu les puissances de pompe et de signal considérées par la suite, nous resterons souvent dans l'approximation de la pompe sans déplétion aussi bien pour l'évaluation du gain Raman que pour celle du bruit qui fera l'objet du chapitre suivant.

II.2. Les éléments de l'amplificateur Raman fibré

Comme il en a été fait mention précédemment, l'effet Raman peut être obtenu dans quantité de milieux liquides, solides, gazeux. Cette étude, en raison des applications envisagées, est conduite avec des fibres optiques comme milieu amplificateur Raman. Ceci, non seulement en raison de l'accessibilité des fibres (leur utilisation courante en télécommunications optiques les ayant rendues très abordables), mais également du fait de la maturité acquise par les amplificateurs Raman fibrés dans le domaine des télécommunications. Cette expertise a étendu considérablement le spectre des éléments disponibles, qu'il soit question de sources laser, de fibres optiques ou de coupleurs.

Il ne faut pas non plus négliger l'un des atouts majeur des amplificateurs Raman fibrés qui opèrent une amplification "en ligne", la fibre assurant le transport du signal pouvant être celle-la même qui l'amplifie. C'est un avantage en termes d'intégration de l'amplificateur dans des liaisons optique/hyperfréquences.

II.2.1. les fibres optiques

II.2.1.a. structure, caractéristiques, propagation

La fibre optique est un matériau intéressant si l'on veut faire de l'optique non linéaire. Même si les coefficients non linéaires de la silice (dopée ou non) ne sont pas au niveau de ceux qui sont atteints par d'autres matériaux, la fibre optique à l'avantage d'offrir de grandes distances d'interactions alliées à un excellent confinement et de faibles pertes.

Le confinement est assuré par la différence d'indice existant entre le cœur de la fibre et sa gaine permettant ainsi un guidage de la lumière par réflexion totale interne. La différence d'indice est obtenue par deux procédés qui peuvent se compléter. Soit en dopant le cœur de la fibre avec des oxydes tels le germanium, GeO_2 ou le phosphore, P_2O_5 qui augmentent l'indice, soit en diminuant l'indice de la gaine grâce à des adjonctions de bore B_2O_3 par exemple. Ces différents dopages ont évidemment une incidence sur les propriétés de la fibre.

Les fibres optiques se divisent en deux grandes familles: les fibres monomodes, qui guident un mode unique dans le cœur de la fibre et les fibres multimodes, qui peuvent supporter plusieurs modes dans un cœur qui fait plusieurs dizaines de microns. Les fibres monomodes ont un cœur plus petit, de l'ordre de quelques microns, pour une gaine qui fait une centaine de microns. L'utilisation de fibres monomodes permet de s'affranchir des phénomènes de dispersion intermodale qui pourraient s'avérer fort gênants pour l'application.

Les fibres optiques monomodes sont caractérisées par quelques paramètres essentiels:

- l'atténuation avec la propagation du signal transmis (α en dB/km) qui est minimale à 1550nm.
- la dispersion chromatique (D en $\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$), qui induit un élargissement des impulsions lumineuses, les vitesses de propagation n'étant pas identiques pour toutes les longueurs d'onde. La dispersion joue un rôle primordial dans l'apparition de certains effets non linéaires soumis à des exigences d'accord de phase. Elle peut donc être choisie de manière à ce que certains effets soient renforcés et d'autres estompés.
- la longueur d'onde du minimum de dispersion λ_0 .

- la dispersion des modes de polarisation (PMD en ps/√km). À moins que la fibre employée ne soit très courte ou à maintien de polarisation, la polarisation de l'onde électromagnétique varie aléatoirement au cours de la propagation. L'échelle de décorrélation peut varier d'un mètre à un centimètre [42] suivant la biréfringence de la fibre. Les vitesses de groupe étant légèrement différentes dans les deux états de polarisation apparaît le phénomène de dispersion des modes de polarisation. Si la PMD est considérable, elle peut jouer un rôle dans les systèmes contenant des fibres surtout s'ils comportent plusieurs longueurs d'onde de travail par exemple.
- la longueur d'onde de coupure λ_c , qui détermine au-dessous de quelle longueur d'onde la fibre cesse d'être en fonctionnement monomode.

Les fibres optiques employées dans le montage de l'amplificateur Raman sont des fibres optiques de ligne, monomodes autour de 1550nm, 1550nm étant la longueur d'onde autour de laquelle les pertes sont les plus faibles et où l'on bénéficie des meilleurs dispositifs, coupleurs et autres multiplexeurs notamment. Travailler à 1550nm permet également une comparaison directe entre les résultats de cette étude et ceux de travaux réalisés antérieurement avec d'autres types d'amplificateurs.

Les bobines de fibres monomodes mises à disposition par Alcatel sont de deux types:

- de la fibre monomode "classique", dite SMF pour *Single Mode Fibre*, premier type de fibre monomode à être déployée à grande échelle (plus de 80 millions de km de fibres installées de par le monde). Elle présente une dispersion nulle autour de 1310nm.
- de la fibre monomode à dispersion décalée non nulle, ou NZ-DSF pour *Non Zero Dispersion Shifted Fibre*, dont la dispersion s'annule elle, autour de 1400nm. Ce type de fibre a été standardisé par l'Union Internationale des Télécommunications sous l'appellation G-655. Elle a été introduite dans le cadre de systèmes WDMs (*Wavelength Division Multiplexing*) qui doivent supporter de fortes puissances sur de nombreux canaux sans souffrir d'effets non linéaires préjudiciables favorisés par la dispersion entre ces canaux.

La courbe de dispersion de la NZ-DSF est à peu de chose près identique à celle de la SMF translaturée d'environ 100nm vers les plus grandes longueurs d'onde. Pour parvenir à ce résultat, son profil d'indice a été quelque peu modifié (cf. figure 2.3).

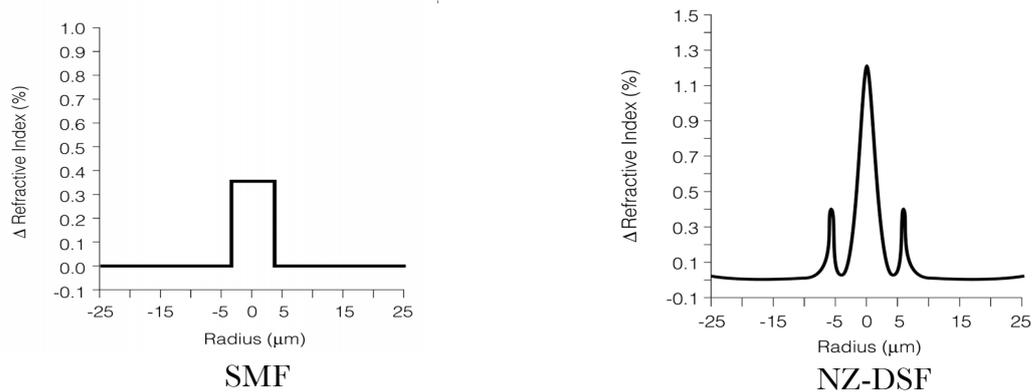


Figure 2. 3: profils d'indice des fibres

Donc, outre la longueur d'onde du zéro de dispersion, ces deux fibres diffèrent par la valeur de leur dispersion à la longueur d'onde du signal, 1550nm, celle de la SMF étant deux fois plus importante que celle de la NZ-DSF.

Pour chaque type de fibre, plusieurs bobines de différentes longueurs étaient disponibles, leurs caractéristiques de dispersion et d'atténuation sont regroupées dans le tableau 2.1.

	L (km)	α (dB/km)				λ_C (nm)	λ_0 (nm)	D (ps/nm-km) @1550
		@1310	@1385	@1550	@1625			
SMF28	20,0	0,334	0,401	0,193	0,204	1316	-	-
	19,0	0,331	0,313	0,196	0,21	1281	-	-
	22,5	0,324	0,335	0,207	0,241	1192	-	-
	5,0	0,339	0,411	0,195	0,205	1289	1306	17,0
NZ-DSF	19,0	0,374	1,411	0,212	0,224	1323	1404	8,5
	21,0	0,348	0,5	0,208	0,225	1444	1412	8,0
	20,0	0,348	0,466	0,204	0,217	1471	1395	8,9
	6,5	0,34	0,534	0,218	0,282	1465	1420	7,8

Tableau 2.1: caractéristiques des fibres

II.2.1.b. la fibre optique comme milieu non linéaire

La silice amorphe qui compose les fibres optiques n'est pas en soi un matériau hautement non linéaire. La structure des fibres permettant de guider la lumière dans un cœur très étroit (quelques micromètres) induit une très forte concentration de puissance sur de très longues distances favorisant par contre l'apparition d'effets non linéaires. La polarisation induite est reliée linéairement et non linéairement au champ électrique par:

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2. 25)$$

ε_0 la permittivité du vide

$\chi^{(n)}$ la susceptibilité d'ordre n

\mathbf{E} le champ électrique

La présence d'une invariance par symétrie d'inversion implique une susceptibilité non linéaire du second ordre $\chi^{(2)}$ nulle, rendant la production d'effets non linéaires du second ordre difficilement accessibles sans traitements particuliers (doublage de fréquence par exemple). Par contre les processus non linéaires du troisième ordre sont permis, comme dans tous les matériaux, sous condition de fournir une illumination suffisamment intense et des conditions d'accord de phase correctes. Puisque $\chi^{(3)}$ est la première composante non linéaire, les effets non linéaires que l'on va rencontrer dans les fibres optiques sont: l'auto-modulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (XPM), la génération de troisième harmonique (3HG), le mélange à quatre ondes (FWM), les diffusions Raman et Brillouin.

L'auto-modulation de phase (également connue sous le nom d'effet Kerr optique) se rapporte au déphasage subit par l'onde lors de sa propagation dans la fibre. Ce phénomène devient particulièrement sérieux lorsqu'il s'agit d'impulsions lumineuses, on parle alors de "chirp". Si l'auto-modulation de phase est associée à une dispersion anormale ($D > 0$), les deux effets peuvent se compenser et conduire à la propagation de solitons dans la fibre optique [42].

La modulation de phase croisée se manifeste lorsque au moins deux fréquences interagissent au cœur de la fibre. Le champ de l'une des ondes induit des modifications de l'indice de la fibre qui jouent sur la phase de l'autre et vice-versa [42].

Dans la génération de troisième harmonique et le mélange à quatre ondes, des photons sont annihilés quand d'autres sont créés. Pour la génération de troisième harmonique, trois photons d'énergie E sont détruits pour en créer un photon d'énergie trois fois plus grande. Pour le mélange à quatre ondes, deux photons sont détruits et deux créés. Ces phénomènes ont lieu avec conservation de l'énergie et ne sont efficaces que si il y a accord de phase [40].

Ces quatre phénomènes (SPM, XPM, 3HG, FWM) sont des interactions photon-photon où aucune énergie n'est échangée avec le milieu même, le milieu ne fournissant que la non-linéarité. Ceci n'est pas vrai pour les diffusions Raman et Brillouin qui résultent d'interactions photon-phonon. Il a été longuement question plus haut de la diffusion Raman, la différence

avec la diffusion Brillouin se situe au niveau des phonons impliqués dans l'interaction. En diffusion Brillouin ce sont des phonons acoustiques, le décalage en fréquence entre l'onde pompe et l'onde Stokes générée n'est donc plus que de l'ordre de 10GHz. Cette onde Stokes ne peut qu'être contra-propagante avec la pompe [42].

Différentes caractéristiques des fibres vont donc jouer un rôle majeur dans les conditions d'obtention des effets non linéaires [49, 50]. C'est le cas de la dispersion qui joue un rôle direct dans tous les phénomènes non linéaires requérant l'accord de phase pour se manifester. C'est une des raisons pour laquelle l'arrivée sur le marché des fibres à cristaux photoniques (voir figure 2.4) a engendré un tel engouement.

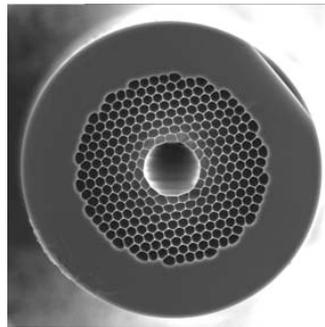


Figure 2. 4: image SEM (Scanning Electron Micrograph) d'une fibre à bande interdite photonique [51].

Ce sont soit des fibres avec un cœur en silice guidant comme les fibres classiques grâce à la réflexion totale interne, soit des fibres à cœur creux guidant grâce à la présence d'une bande interdite photonique. Avec ces fibres, il est possible d'obtenir des spectres de dispersion divers et variés, presque "à la demande". Pour cela il suffit de changer la forme et/ou la disposition des trous qui constituent la gaine de la fibre [52]. De plus, ces fibres peuvent avoir des diamètres de cœur extrêmement faibles (quelques microns) intensifiant ainsi les effets non linéaires obtenus. Cependant elles conservent des atténuations importantes (de l'ordre du dB/m ou plusieurs dB/km quand les cœurs sont plus grands) qui viennent amoindrir les performances de ces types de fibre [53].

Un effort important a été réalisé pour accroître les capacités des fibres optiques en vue de leur utilisation pour l'amplification Raman [54], non seulement avec les fibres à cristaux photoniques [55] mais aussi avec des fibres "classiques". Quelques expériences ont été menées

avec des fibres à cristaux photoniques (PCF) creuses remplies de liquide [56] ou de gaz [57] permettant ainsi de bénéficier des propriétés de guidage de ces fibres et d'un milieu Raman autre que la silice (gain Raman plus important). Ces expériences ont montré la faisabilité de tels procédés cependant, la technologie des PCF reste encore à améliorer, il faudra notamment parvenir à diminuer les pertes qui restent le principal obstacle à leur utilisation.

Une autre piste pour augmenter le gain Raman des fibres "classiques" est de jouer sur la composition de la fibre [58]. Des essais ont été effectués avec des adjonctions de deutérium dans le cœur de la fibre [59], des fibres As-Se [60], des fibres à maintien de polarisation [61], des fibres en polymères [62]... Comme on peut le voir, la recherche des meilleurs matériaux pour les fibres Raman est très diverse.

Concernant les propriétés de diffusion Raman des fibres optiques classiques en silice, elles ont été largement étudiées. Les fibres optiques monomodes standard sont complètement caractérisées en termes de largeur spectrale $\Delta\nu_R$, de décalage Raman $\delta\nu_R$, et de gain Raman g_R . Sur la figure 2.5, on peut voir les spectres de gain Raman de différentes fibres en silice tels que publiés par J. Bromage [12], le maximum du gain se situe à un décalage de fréquence d'environ 13THz, pour une fréquence de pompe de 1450nm.

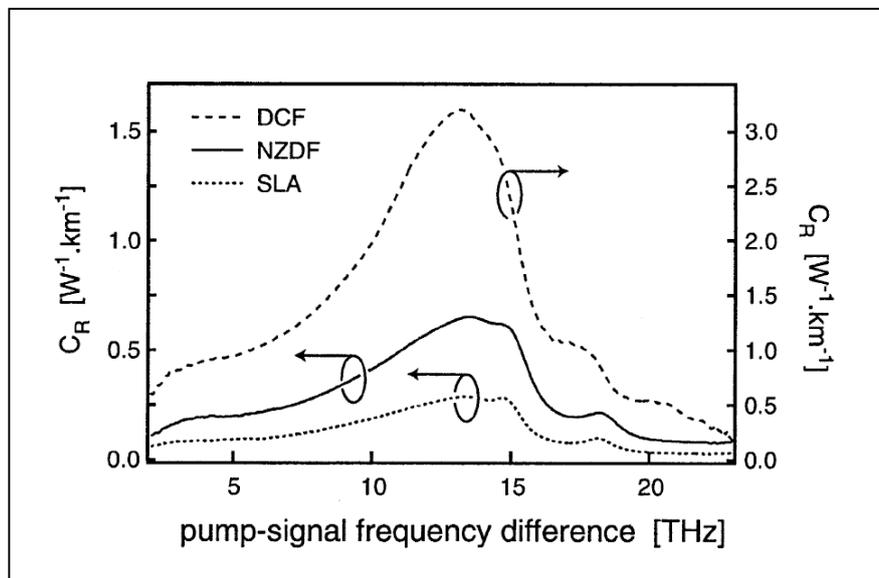


Figure 2. 5: courbe de gain Raman de fibres optiques monomodes en silice [12]. DCF (dispersion compensating fiber), NZDF (non-zero dispersion fiber), SLA (superlagre effective area).

Parmi les différentes caractéristiques des fibres influant sur l'amplification Raman, la

polarisation a également un rôle à jouer. Son effet sur l'amplification Raman est reconnu, il a été dit plus haut (II.1.3.a) que le gain Raman était dépendant de l'état de polarisation relatif des ondes pompes et signal. Des expériences ont montré la disparition de la différence de gain Raman entre les configurations perpendiculaires et parallèles de pompe et signal à l'entrée de la fibre sous l'effet d'une forte dispersion des modes de polarisation [63]. Cependant, les fibres qui sont développées actuellement le sont avec de faibles valeurs de PMD donc cet effet de "mélange" des polarisations est bien plus faible. La PMD peut ainsi être à l'origine de fluctuations de gain du signal [64]. Toutefois, l'effet de dépendance du gain Raman avec la polarisation est moins gênant lorsque l'on travaille avec pompe et signal contra-propageant [65], une raison de plus de préférer cette configuration.

II.2.2. les lasers

II.2.2.a. la pompe

Les propriétés requises pour le laser de pompe de l'amplificateur Raman sont principalement une forte puissance mais également un faible bruit. On peut choisir de privilégier la finesse du laser de pompe (par exemple pour les applications nécessitant un multiplexage des lasers de pompe afin d'aplanir et d'élargir la bande de gain Raman), en cela les diodes laser DFB ("distributed feedback") sont de bonnes candidates, d'autant plus, que la valeur de leur RIN ("relative intensity noise ") peut descendre sous les -150dB/Hz. Cependant, leur finesse spectrale présente un désavantage: elles sont susceptibles d'être soumises à la diffusion Brillouin. Le fait de travailler en configuration contra-propageante assouplit les exigences en matière de bruit, on peut dans ce cas se satisfaire d'un laser de pompe dont le RIN est un peu plus élevé; les diodes lasers Fabry-Pérot et les lasers à fibre, par exemple, atteignent des valeurs proches de -110 dB/Hz. Avec une largeur spectrale proche de 150GHz, et des puissances atteignant plusieurs watts pour un bruit relativement faible, le laser Raman est un bon compromis.

Le laser de pompe est donc un laser Raman prêté par la société Keopsys. Le laser Raman est fondé sur le principe d'un amplificateur par diffusion Raman stimulée placé dans une cavité résonnante. Il est constitué d'un laser de pompe à 1064nm, et d'une portion de fibre (milieu à gain) fermée par des réseaux de Bragg (voir figure 2.6). Le réseau de Bragg consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction du coeur de la fibre. Quand la lumière se

propage dans la fibre, le réseau réfléchit les longueurs d'onde qui vérifient la relation: $\lambda = 2n_{eff}\Lambda$, où Λ est la période de la modulation d'indice.

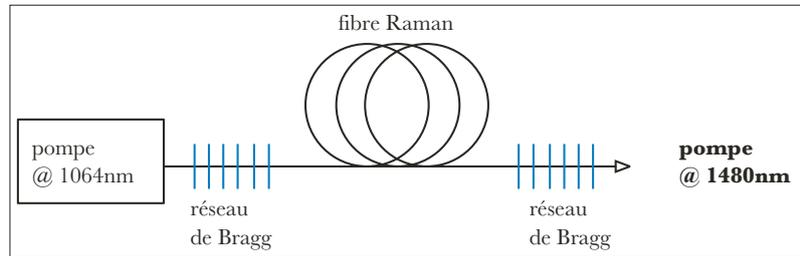


Figure 2. 6: schémas de principe d'un laser Raman

Pour obtenir une émission à 1480nm, il faut utiliser plusieurs cavités qui sont imbriquées les unes dans les autres. Ceci nécessite donc plusieurs réseaux de Bragg dont les périodes seront accordées aux longueurs d'onde des Stokes successifs. La longueur d'onde d'émission finale est le sixième ordre Stokes du laser de pompe à 1,06 μ m, par les transitions Raman à 13,28THz.

Le laser Raman qui a servi pour cette étude est un modèle KPS-BT2-RFL-1480-20-FA prêté par la société Keopsys et conçu pour délivrer jusqu'à deux watts de puissance de sortie à 1480nm. Ses caractéristiques testées par Keopsys sont regroupées dans le tableau 2.2.

Ce laser est équipé d'une sortie fibrée afin de permettre une intégration aisée. De plus le couplage des deux watts de puissance optique dans la fibre optique monomode demande une précision extrême qui lorsqu'elle n'est pas observée conduit à faire fondre la fibre. Le laser Raman se présente comme une boîte noire, une molette permet de régler la puissance de sortie, puissance qui est indiquée sur l'écran d'un moniteur .

caractéristiques	spécifications
puissance de sortie nominale	2W
longueur d'onde centrale*	1480,91nm
largeur spectrale*	1,16nm
<i>inband power</i> *	99%
taux de suppression*	23,45dB
mode d'opération	continu (CW)
type de fibre	SMF 28
type de connecteur	FC-APC

Tableau 2.2: caractéristiques optiques du laser Raman fournies par Keopsys (* mesuré @ 2W).

Le laser Raman a été testé en pleine puissance. L'analyseur de spectre optique utilisé ne pouvant recevoir une puissance supérieure à 23dBm (environ 200mW), un coupleur 2/98 (cf. figure 2.7) conçu pour fonctionner dans la bande S (1420-1500nm) avec des puissances incidentes pouvant atteindre 4W a été utilisé.

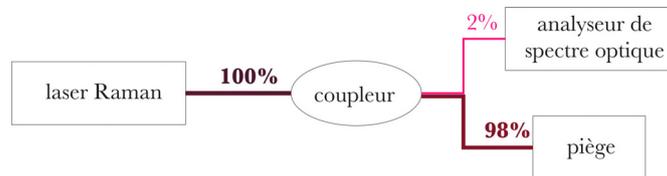


Figure 2. 7: mesure du spectre du laser Raman à 2W.

Sur la figure 2.8, on peut voir les quatre derniers ordres du laser Raman mesurés ainsi à l'analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,065nm. Ce spectre a été mesuré pour une puissance de sortie nominale du laser Raman de 2W.

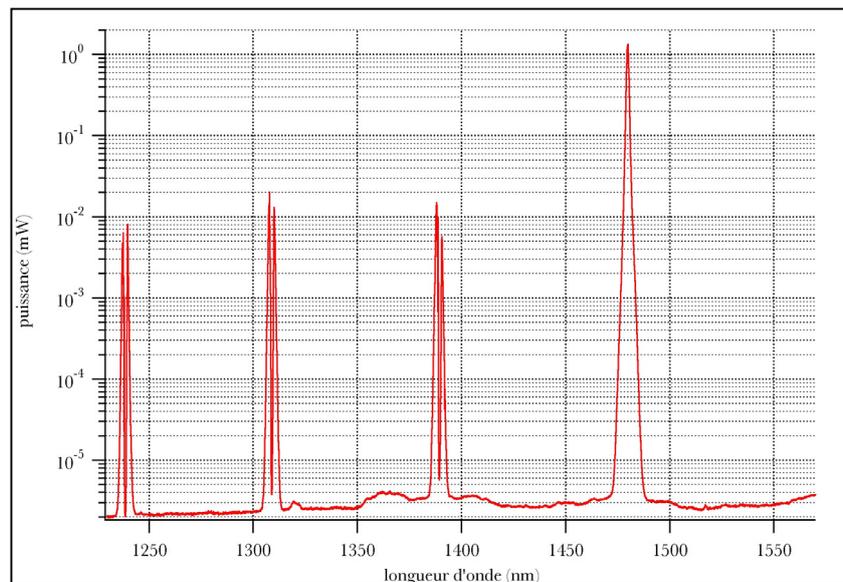


Figure 2. 8: spectre de sortie du laser Raman

Le coupleur a été testé à 1480nm, longueur d'onde pour laquelle il divise la puissance de lumière incidente en 1,6% et 96,4% (pertes d'insertion autour de 2%). Le taux de suppression des Stokes autres que celui d'intérêt à 1480nm est proche de 20dB (si l'on considère que le coupleur fonctionne identiquement à ces longueurs d'onde), on peut donc négliger leur contribution à la puissance totale émise par le laser de pompe. La figure 2.9 montre des spectres plus détaillés de l'avant dernier Stokes qui subit une déplétion en faveur du pic

principal à 1480nm.

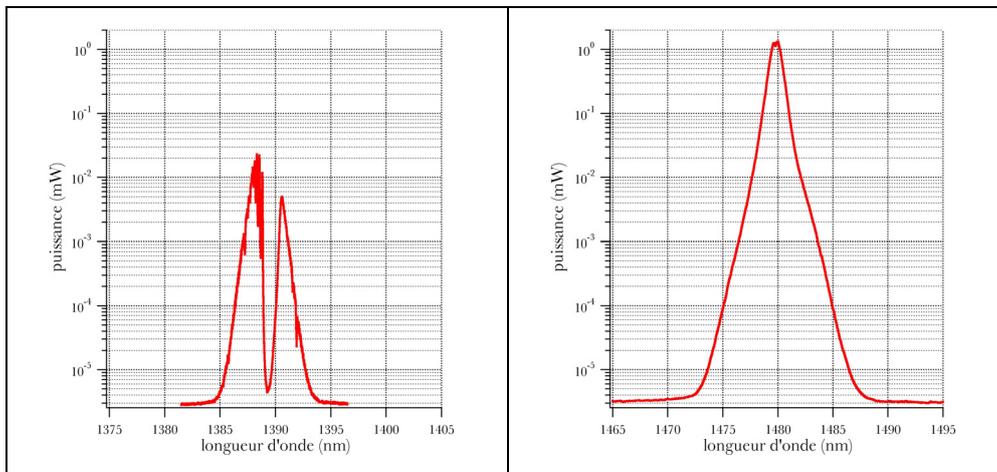


Figure 2. 9: pic secondaire (1389nm) et pic principal (1480nm) du laser Raman @ 2W

À pleine puissance, la largeur spectrale du laser Raman est mesurée à 1,1nm, qui est bien plus faible que la largeur de raie Raman (~20nm).

II.2.2.b. le signal

Le signal est délivré par une diode laser InGaAsP à cavité externe "ANDO" accordable dans les bandes C+L, autrement dit de 1520 à 1620nm. Ses caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 2.3. Cette source laser, ANDO AQ4320D, peut fournir de -20 à +7dBm en puissance de sortie continue à travers une fibre optique monomode.

caractéristique	spécification
accord en longueur d'onde	1520nm → 1620nm
résolution en longueur d'onde	0,001nm
largeur spectrale	≤1MHz, typiquement 200kHz
SMSR (side mode supression ratio)	>50dB
RIN	-145dB/Hz
mode d'opération	continu (CW)
type de fibre	SMF 28
type de connecteur	FC-PC

Tableau 2.3: caractéristiques de la diode laser accordable fournies par ANDO.

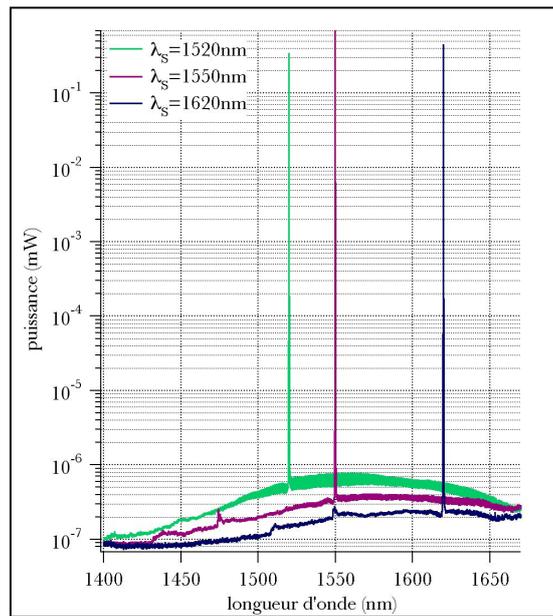


Figure 2. 10: spectres de la diode laser accordable @ 0dBm.

La figure 2.10 regroupe les spectres de la diode laser pour une même puissance de sortie de 0dBm et pour différentes longueurs d'onde. La mesure est faite à l'analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,061nm, les pics de signal ne sont donc pas résolus.

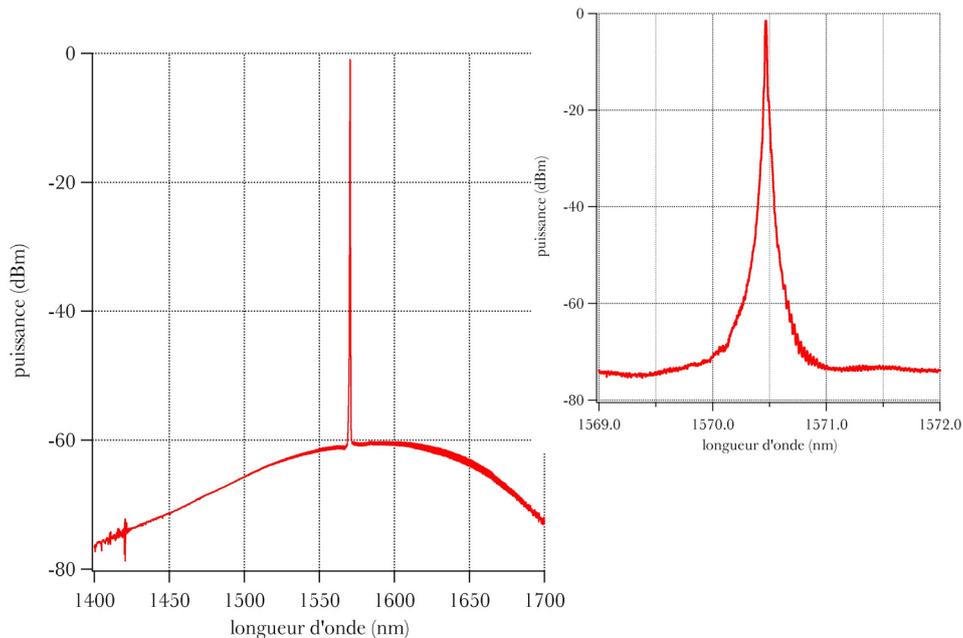


Figure 2. 11: spectres du signal @ 1570nm
résolution de l'analyseur de spectre: 0,5nm [1400-1700] et 0,01nm [1569-1572].

La longueur d'onde qui sera utilisée dans une majeure partie de l'étude se situe exactement au centre de la plage d'accordabilité de la diode, $\lambda_s = 1570\text{nm}$ (cf. figure 2.11).

III. Le bruit en amplification Raman

Un amplificateur est défini par son gain (valeur absolue, largeur de raie, saturation, etc...) mais aussi par son bruit qui est un paramètre excessivement important puisqu'il détermine la possibilité d'amplifier des signaux de très faible intensité. Pour tout amplificateur optique pompé optiquement il y a deux sources principales de bruit: l'émission spontanée amplifiée [66, 67], et le transfert du bruit de la pompe [68, 69]. Dans ce chapitre, nous présentons une analyse théorique de ces sources de bruit.

Pour le bruit d'émission spontanée amplifiée, nous reprenons en majeure partie l'analyse de R.G. Smith [43] faite pour les télécommunications optiques en l'adaptant à l'application optique-hyperfréquences. Pour le transfert du bruit de la pompe, nous présentons une analyse originale fondée sur une décomposition spectrale du bruit. Cette analyse retrouve les résultats de Fludger et al. [68] dans le cas d'une modulation externe d'un laser de pompe monochromatique et montre que de meilleurs résultats sont obtenus avec une source de pompe quasi-incohérente. Enfin nous terminons ce chapitre par la présentation d'une technique cohérente de suppression du bruit d'émission spontanée amplifiée.

III.1. L'émission spontanée amplifiée

En fait, le plus souvent, la principale source de bruit de l'amplificateur Raman résulte de l'émission spontanée amplifiée (ASE). L'ASE se construit à partir de l'émission Raman spontanée qui est amplifiée lors de sa propagation dans la fibre.

L'évolution de l'émission spontanée amplifiée lors de sa propagation dans une fibre

optique a été largement étudiée, depuis les années soixante-dix, ceci afin de déterminer les performances des amplificateurs Raman fibrés pour des applications touchant au domaine des télécommunications optiques [47, 66, 70, 71]. L'amplificateur Raman présente des avantages en termes de bruit sur les amplificateurs à fibre dopées Erbium (EDFAs) et les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOAs); il permet, en effet, d'effectuer une amplification distribuée sur la ligne sans dégradation excessive du facteur de bruit et d'augmenter la distance entre les répéteurs/régénérateurs. Il a donc logiquement été adopté par l'industrie des télécommunications optiques.

Pour déterminer l'évolution de l'émission Raman spontanée amplifiée, dans le régime sans déplétion de la pompe, on considère à nouveau les équations de propagation des flux de photons aux longueurs d'onde de signal $N_s(Z)$ et de pompe $N_p(Z)$ pour des faisceaux co- et contra-propageants (signe " \pm "):

$$\frac{dN_s}{dz} = \pm kN_p(N_s + 1) \mp \alpha_s N_s \quad (3.1)$$

$$\frac{dN_p}{dz} = -\alpha_p N_p \quad (3.2)$$

$\alpha_{p/s}$ les pertes (atténuation) de la fibre aux longueurs d'onde pompe et signal

k le coefficient de gain Raman (m^{-1}) qui dépend du matériau et de la longueur d'onde ν_s

Le flux de photons pompe injectés, N_{p_0} , ne subit que l'atténuation due à la propagation dans la fibre, son évolution $N_p(Z)$ est donnée par (voir chapitre II):

$$N_p(Z) = N_{p_0} \exp(-\alpha_p Z) \quad (3.3)$$

Le flux de photons signal $N_s(Z)$ après une longueur de fibre Z est alors donné par:

$$N_s(Z) = N_s(z_{in}) \exp \left[\pm \alpha_s (z_{in} - Z) \pm kN_{p_0} \frac{\exp(-\alpha_p z_{in}) - \exp(-\alpha_p Z)}{\alpha_p} \right] \quad (3.4)$$

z_{in} le point d'entrée du signal dans la fibre ($z_{in} = 0$ en co-, et L en contra-propageant)

L la longueur de la fibre

Dans l'équation (3.4), le premier terme de l'exponentielle représente l'absorption inhérente à la propagation dans la fibre (α_s) et le second l'amplification par effet Raman stimulé (k).

Le flux des photons d'émission spontanée amplifiée est représenté dans l'équation (3.1) par le terme "+1", si l'on considère que chaque photon d'émission spontané est amplifié suivant l'équation (3.4) sur une tranche dz de fibre [43], on peut exprimer le flux N_{ASE} de photons d'émission spontanée amplifiée après avoir parcouru une distance Z dans la fibre par la relation:

$$N_{ASE}(\nu, Z) = \int_{z_{in}}^Z kN_p(z) dz \exp \left[\alpha_s(z - Z) + kN_{p_0} \frac{\exp(-\alpha_p z) - \exp(-\alpha_p Z)}{\alpha_p} \right] \quad (3.5)$$

La relation 3.5 nous permet d'exprimer le flux total de l'émission spontanée amplifiée en sortie de la fibre pour les deux configurations de pompage:

- en co-propageant (indice f pour forward):

$$N_{ASE}^f(\nu, Z = L) = e^{-\alpha_s L} \int_0^L kN_{p_0} \exp \left[(\alpha_s - \alpha_p)z + kN_{p_0} \frac{\exp(-\alpha_p z) - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p} \right] dz \quad (3.6)$$

- en contra-propageant (indice b pour backward):

$$N_{ASE}^b(\nu, Z = 0) = \int_0^L kN_{p_0} \exp \left[-(\alpha_p + \alpha_s)z + kN_{p_0} \frac{1 - \exp(-\alpha_p z)}{\alpha_p} \right] dz \quad (3.7)$$

On obtient alors la puissance optique de bruit totale en intégrant sur la largeur spectrale du gain Raman $\Delta\nu_R$:

$$P_{ASE}(z_{out}) = \int_{\Delta\nu_R} h\nu N_{ASE}(z_{out}, \nu) d\nu \quad (3.8)$$

z_{out} le point de sortie du signal de la fibre ($z_{out} = L$ en co-, et 0 en contra-propageant)

Pour l'application aux hyperfréquences, on travaille avec des filtres centrés autour de la fréquence de la porteuse optique afin de s'affranchir, autant que faire se peut, de signaux parasites qui viendraient brouiller le signal d'intérêt. C'est sur la largeur spectrale représentée

par ces filtres (au plus quelques dizaines de GHz [72]), qu'on intégrera le bruit d'émission spontanée, au lieu de la largeur spectrale totale du spectre Raman. Compte tenu de la très grande largeur de raie Raman (~ 8 THz) on aura là une diminution extrêmement importante de l'influence du bruit d'émission spontanée de l'amplificateur.

Si on considère à présent le cas de fibres telles que $\alpha_p \approx \alpha_s = \alpha$, le flux de photons d'ASE se réécrit :

$$N_{ASE}^f(L) = kN_{p_0} e^{-\alpha L} \exp\left(-\frac{kN_{p_0} e^{-\alpha L}}{\alpha}\right) \cdot \int_0^L \exp\left(\frac{kN_{p_0} e^{-\alpha z}}{\alpha}\right) dz \quad (3.9)$$

$$N_{ASE}^b(0) = \int_0^L kN_{p_0} \exp\left[-2\alpha z + kN_{p_0} \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha}\right] dz \quad (3.10)$$

L'intégrale qui intervient dans l'équation en contra-propageant (voir équation 3.10) se calcule analytiquement et conduit à une expression intelligible, ce qui permet de déterminer les facteurs sur lesquels on peut jouer pour diminuer le bruit. On obtient ainsi:

$$N_{ASE}^b(0) = \left(e^{-\alpha L} + \frac{\alpha}{kN_{p_0}} \right) \exp(kN_{p_0} L_{eff}) - \left(1 + \frac{\alpha}{kN_{p_0}} \right) \quad (3.11)$$

Pour le cas co-propageant, l'expression obtenue pour l'émission spontanée amplifiée fait intervenir une exponentielle intégrale plus difficile à interpréter (voir équation 3.9). On peut cependant accéder à une expression approchée pour de grandes longueurs de fibre et un gain on/off très supérieur à un:

$$N_{ASE}^f(L) \approx e^{-\alpha L} \exp\left(\frac{kN_{p_0}}{\alpha}\right) \quad (3.12)$$

Dans ce cas, on a une croissance exponentielle du bruit d'émission spontanée amplifiée de même nature que celle de l'amplification Raman.

Si on regarde de plus près l'expression donnée par l'équation (3.11) pour le bruit d'ASE en contra-propageant, on peut voir une saturation du bruit quand on augmente la distance parcourue dans la fibre à une valeur de:

$$N_{ASE,sat}^b \sim \frac{\alpha}{kN_{P_0}} \left(\exp\left(\frac{kN_{P_0}}{\alpha}\right) - 1 \right) \quad (3.13)$$

Cette saturation (voir figure 3.1) est identique à celle que subit le gain Raman du signal.

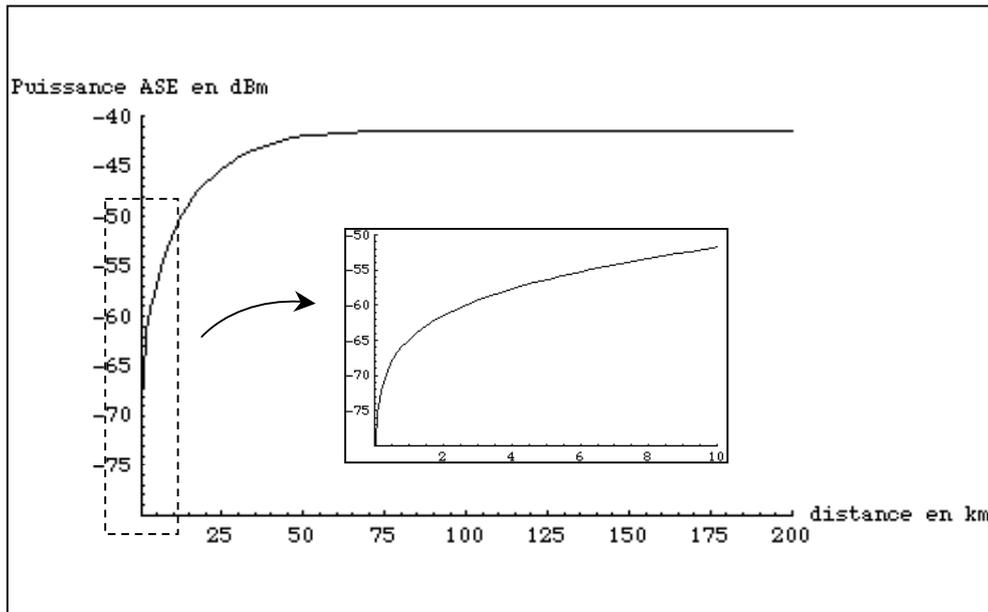


Figure 3. 1: Puissance d'ASE Raman intégrée sur 3nm, en fonction de la longueur de fibre pour des paramètres standards d'une fibre SMF28 avec 1W de puissance de pompe ($k=2$, $\alpha=0,2\text{dB/km}$)

Ici, comme pour le gain d'amplification Raman entrée/sortie de l'émission stimulée, on retrouve les mêmes paramètres importants liés aux caractéristiques des fibres et de la pompe utilisées. Il faut donc réussir à ajuster ces paramètres de façon à augmenter le gain sans néanmoins trop augmenter l'émission spontanée amplifiée. Le meilleur paramètre à observer pour y parvenir est le rapport signal à bruit de l'amplificateur, puisqu'il tient compte des variations du bruit et du gain. Le rapport signal à bruit, désigné par la suite par SNR pour "signal to noise ratio", est défini par le rapport du niveau de signal et du niveau de bruit dans une bande de fréquence déterminée $\Delta\nu$. Comparer les valeurs de rapport signal à bruit en entrée et en sortie d'amplificateur permet de déterminer rapidement si l'amplificateur engendre une dégradation de la qualité du signal incident. Une diminution du rapport signal à bruit signale une augmentation plus forte du bruit que du signal à la traversée de l'amplificateur. Le rapport signal à bruit en entrée est uniquement dépendant des paramètres

de la source laser de signal utilisée. Le niveau de signal en sortie est égal à celui d'entrée multiplié par la valeur du gain net Raman, G , quant au niveau de bruit, il est essentiellement dû au bruit d'émission spontanée amplifiée de l'amplificateur.

$$SNR_{out} = \frac{GN_{Sin}}{N_{ASE}} \quad (3.14)$$

Afin de comparer les niveaux de rapport signal à bruit en sortie d'amplificateur en fonction de la configuration de pompage utilisée (co- ou contra-propageante), on s'intéresse au régime de gain fort et des longueurs assez importantes. Dans ce cadre, le niveau d'émission spontanée amplifiée en co-propageant est donné par l'équation (3.12), en contra-propageant on a:

$$N_{ASE}^b(0) \approx \frac{\alpha}{kN_{P_0}} \exp\left(\frac{kN_{P_0}}{\alpha}\right) \quad (3.15)$$

En comparant les deux expressions (3.12) et (3.15), on s'aperçoit que le niveau d'émission spontanée amplifiée est fonction de la longueur de fibre en co-propageant alors qu'il n'en dépend pas en contra-propageant. Si l'on fait maintenant le rapport entre ces deux valeurs, on obtient:

$$\frac{N_{ASE}^f(L)}{N_{ASE}^b(0)} \approx \frac{kN_{P_0}}{\alpha} e^{-\alpha L} \quad (3.16)$$

soit le facteur de gain Raman multiplié par l'affaiblissement dû à la propagation, produit qui, si l'on se place dans un régime de gain fort comme c'est le cas ici donne un léger avantage ($\frac{kN_{P_0}}{\alpha} e^{-\alpha L} > 1$) à la configuration contra-propageante en termes de moindre bruit. Les deux configurations présentant le même gain Raman, le rapport signal à bruit de sortie est meilleur en contra-propageant qu'en co-propageant.

III.2. Transfert du bruit de la pompe par mélange à quatre ondes

Dans l'espace des fréquences, le bruit de la pompe apparaît sous la forme d'un continuum de composantes spectrales. Ce continuum interagit par mélange à quatre ondes résonnant [73] ou non résonnant [74] avec le signal monochromatique amplifié; ceci donne naissance au transfert de bruit de la pompe vers le signal. C'est ce transfert que nous analysons dans cette partie. Pour cela, nous précisons d'abord le système étudié en donnant les définitions et précisions nécessaires. Puis, nous calculons l'évolution de l'amplitude des diverses ondes lors de leur propagation dans la fibre et évaluons le transfert de RIN dans les deux cas d'un laser de pompe monochromatique faiblement modulé et d'une source de pompe pseudo-incohérente.

III.2.1. le système étudié

Le spectre de gain du milieu Raman est déterminé par la nature du matériau employé; ce spectre présente donc une largeur spectrale plus ou moins importante suivant le milieu. Dans le cas où ce milieu est la silice par exemple, la largeur de raie Raman $\Delta\omega_R$ est de l'ordre de 20nm, ce qui est très large. Cela autorise, comme nous le verrons par la suite, l'utilisation de pompe spectralement large pour amplifier efficacement un signal monochromatique. Par la suite, on supposera que le milieu Raman a une largeur de raie $\Delta\omega_R$ bien supérieure à celle $\Delta\omega_p$ de la pompe et que le signal est lui monochromatique, d'où la dénomination d'amplification Raman en spectre large.

III.2.1.a. définition de l'onde de pompe

Pour définir les paramètres pertinents du transfert du bruit de la pompe vers le signal, nous commencerons par définir les différentes ondes considérées. Comme nous nous

intéressons à la possibilité d'amplification Raman en spectre large, l'onde de pompe apparaît comme une superposition d'ondes planes de fréquences différentes présentant un degré de cohérence donné entre elles. Par exemple, pour une impulsion limitée par les conditions de Fourier, les ondes planes sont cohérentes entre elles et pour une onde quasiment constante dans le temps mais ayant un spectre relativement large (non monochromatique) les ondes sont totalement incohérentes entre elles.

À la distance z dans la fibre, le champ électrique $\mathcal{E}_p(z, t)$ de l'onde pompe de fréquence porteuse ω_p et d'enveloppe $E_p(z, t)$ peut s'écrire sous la forme:

$$\mathcal{E}_p(z, t) = \hat{e}_p E_p(z, t) \exp(-i\omega_p t) + c.c. \quad (3. 17)$$

où \hat{e}_p est le vecteur de polarisation de l'onde de pompe

Si l'on considère à présent que l'on peut développer $E_p(z, t)$ selon une transformation de Fourier, on a:

$$E_p(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} A_p(z, \nu_p) \exp(-i\nu_p t) d\nu_p \quad (3. 18)$$

Avec $A_p(z, \nu_p)$ la densité spectrale d'amplitude:

$$A_p(z, \nu_p) = a_p(z, \nu_p) \exp[ik(\omega_p + \nu_p)z] \quad (3. 19)$$

où $k(\omega_p + \nu_p)$ et $a_p(z, \nu_p)$ sont respectivement les vecteurs d'onde et amplitude complexe à la fréquence $\omega_p + \nu_p$.

Comme nous le verrons par la suite (section III.2.3), le bruit d'intensité est relié à la transformée de Fourier $j_p(z, \nu)$ de l'intensité instantanée $|E_p(z, t)|^2$ donnée par la relation:

$$j_p(z, \nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_p(z, t)|^2 \exp(i\nu t) dt \quad (3. 20)$$

Par conséquent, en exprimant l'amplitude $E_p(z, t)$ en fonction de sa transformée de Fourier, on obtient, par transformée de Fourier inverse de $j_p(z, \nu)$:

$$|E_p(z, t)|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_p A_p^*(z, \nu_p) A_p(z, \nu'_p) \exp[-i(\nu'_p - \nu_p)t] \quad (3.21)$$

Introduisant cette expression dans l'équation (3.20) donnant $j_p(z, \nu)$, on obtient, en développant $k(\omega_p + \nu)$ au premier ordre en ν :

$$j_p(z, \nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[i\left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)_{\omega_p} \nu z\right] \int_{-\infty}^{+\infty} a_p(z, \nu_p) a_p^*(z, \nu_p - \nu) d\nu_p \quad (3.22)$$

Comme on peut le voir dans l'équation précédente (3.22), $j_p(z, \nu)$ est modifié tout au long de la propagation du faisceau. Cependant, si l'amplitude complexe $j_p(z, \nu)$ dépend du facteur de phase $\left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)_{\omega_p} \nu z$, ce n'est pas le cas du bruit d'intensité qui est proportionnel à $|j_p(z, \nu)|^2$. En conséquence, par la suite, nous utiliserons plutôt:

$$j'_p(z, \nu) = \exp\left[-i\left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)_{\omega_p} \nu z\right] j_p(z, \nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} a_p(z, \nu_p) a_p^*(z, \nu_p - \nu) d\nu_p \quad (3.23)$$

L'enveloppe $E_p(z, t)$ du champ de pompe est lentement variable dans le temps devant $2\pi/\omega_p$, mais pour des sources conventionnelles ses variations restent extrêmement rapides par rapport à nos moyens d'observation (œil, détecteurs...). Désignons par T la durée nécessaire à une observation. Les récepteurs sont la plupart du temps quadratiques donc uniquement sensibles au carré du module de l'amplitude, la grandeur physique prise en compte par ces récepteurs est donc l'intensité du signal.

On peut exprimer l'intensité instantanée émise par la pompe comme:

$$I_p(z, t) = \frac{cn}{4\pi} \left\langle |E_p(z, t)|^2 \right\rangle \quad (3.24)$$

qui se réécrit:

$$I_p(z, t) = \frac{cn}{2\pi} \langle |E_p(z, t)|^2 \rangle \quad (3.25)$$

Pour un temps d'observation arbitrairement long, l'intensité moyenne $I_{p_0}(z)$ est donnée par:

$$I_{p_0}(z) = \frac{cn}{2\pi} \left[\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |E_p(z, t)|^2 dt \right] \quad (3.26)$$

Il est donc possible d'exprimer l'intensité moyenne $I_{p_0}(z)$ observée pendant une durée finie T (entre $-T/2$ et $+T/2$) en fonction de $j_p(z, 0)$. En effet, comme il a été dit plus haut, l'intensité est proportionnelle à la valeur moyenne de $|E_p(z, t)|^2$ (équation 3.25) que l'on va donc expliciter:

$$\langle |E_p(z, t)|^2 \rangle = \frac{1}{2\pi T} \int_{-T/2}^{T/2} dt \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_p A_p^*(z, \nu_p) A_p(z, \nu'_p) \right\} \exp[-i(\nu'_p - \nu_p)t] \quad (3.27)$$

En intégrant sur le temps l'équation (3.27), on obtient:

$$\langle |E_p(z, t)|^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_p \left[\frac{\exp[-i(\nu'_p - \nu_p)t]}{-2i(\nu'_p - \nu_p)T/2} \right]_{-T/2}^{T/2} A_p^*(z, \nu_p) A_p(z, \nu'_p) \quad (3.28)$$

ou encore:

$$\langle |E_p(z, t)|^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_p \left[\frac{\sin[(\nu'_p - \nu_p)T/2]}{(\nu'_p - \nu_p)T/2} \right] A_p^*(z, \nu_p) A_p(z, \nu'_p) \quad (3.29)$$

Si T est suffisamment grand, on peut poser $a_p(z, \nu'_p) \equiv a_p(z, \nu_p)$ (autrement dit, $a_p(z, \nu_p)$ varie peu sur l'intervalle $2/T$), les plus grandes valeurs de $\nu'_p - \nu_p$ ne contribuant que peu en raison de la présence du sinus cardinal. On a alors:

$$\langle |E_p(z, t)|^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p |A_p(z, \nu_p)|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\sin[(\nu'_p - \nu_p)T/2]}{(\nu'_p - \nu_p)T/2} \right] d\nu'_p \quad (3.30)$$

et donc:

$$\langle |E_p(z,t)|^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} |A_p(z, \nu_p)|^2 d\nu_p \quad (3.31)$$

On peut donc exprimer l'intensité moyenne observée sur un temps T comme:

$$I_{p0}(z) = \frac{cn}{2\pi T} \int_{-\infty}^{+\infty} |A_p(z, \nu_p)|^2 d\nu_p = \frac{cn}{2\pi T} \int_{-\infty}^{+\infty} |a_p(z, \nu_p)|^2 d\nu_p \quad (3.32)$$

Utilisant la relation (3.22) pour $\nu = 0$, soit:

$$j_p(z,0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} |a_p(z, \nu_p)|^2 d\nu_p \quad (3.33)$$

On peut réécrire les équations (3.31) et (3.32) en fonction du paramètre $j_p(z,0)$:

$$\langle |E_p(z,t)|^2 \rangle = \frac{\sqrt{2\pi}}{T} j_p(z,0) \quad (3.34)$$

$$I_{p0}(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{cn}{T} j_p(z,0) \quad (3.35)$$

III.2.1.b. définition des ondes signal et bruit

Pour la durée d'observation T, le faisceau signal monochromatique de fréquence ω_s et le faisceau bruit polychromatique ayant la même fréquence centrale ω_s sont décrits par l'amplitude de leur champ électrique sous la forme:

$$\mathcal{E}_x(z,t) = \hat{e}_x A_x(z,t) \exp(-i\omega_s t) + c.c. \quad x = s, b \quad (3.36)$$

où s et b sont utilisées pour "signal" et "bruit". Dans l'équation (3.36), \hat{e}_x représente le vecteur de polarisation de l'onde x et l'enveloppe lentement variable $A_x(z,t)$ peut s'exprimer en utilisant la transformée de Fourier:

$$A_x(z,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} a_x(z, \nu_s) \exp[ik(\omega_s + \nu_s)z] \exp(-i\nu_s t) d\nu_s \quad (3.37)$$

où $k(\omega_s + \nu_s)$ et $a_x(z, \nu_s)$ sont respectivement les vecteurs d'onde et composante de

l'amplitude complexe du champ à la fréquence $\omega_s + \nu_s$ (ω_s n'est pas écrit explicitement dans $a_x(z, \nu_s)$ de manière à alléger l'écriture).

Durant la durée d'observation T, l'amplitude $\mathcal{E}_s(z, t)$ du faisceau signal est constante dans le temps ($A_s(z, t) = A_s(z)$) de sorte que l'on a

$$a_s(z, \nu_s) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} A_s(z) \frac{\sin(\nu_s T/2)}{\nu_s} \quad (3.38)$$

Ceci étant posé, nous pouvons à présent nous intéresser au calcul du gain de l'onde Stokes signal et à celui du transfert du bruit de la pompe dans ce système d'amplification Raman.

III.2.2. propagation non linéaire des ondes dans le milieu Raman

Dans tout ce qui suivra, par souci de simplicité, on se placera en régime paramétrique, autrement dit, on suppose que la pompe ne subit que très peu de déplétion d'énergie en faveur du bruit ou du signal. Par contre, les régimes de propagation co- et contra-propageante des ondes pompe et signal seront étudiés simultanément.

III.2.2.a. propagation du faisceau de pompe

Dans l'approximation paramétrique, qui nous intéresse ici, de non-dépeuplement de l'onde de pompe par les ondes signal et bruit, l'onde de pompe ne subit que l'absorption dans la fibre. En conséquence, pour un coefficient d'absorption en intensité α_p indépendant de ν_p sur la largeur de raie de la pompe, on a:

$$a_p(z, \nu_p) = a_p(0, \nu_p) \exp\left[\frac{-\alpha_p z}{2}\right] \quad (3.39)$$

et

$$j'_p(z, \nu) = j'_p(0, \nu_p) \exp[-\alpha_p z] \quad (3.40)$$

III.2.2.b. propagation du faisceau de signal

Le faisceau signal de fréquence centrale ω_s est amplifié par diffusion Raman stimulée du faisceau de pompe de fréquence centrale ω_p . L'évolution dans l'espace de sa composante de Fourier $a_s(z, \nu_s)$ à la fréquence $\omega_s + \nu_s$ est obtenue en appliquant l'équation de propagation non linéaire du troisième ordre obtenue dans le cas général (équation (A.22) de l'annexe 2) à ce cas de l'amplification Raman stimulée. Dans ce qui suit nous traiterons simultanément le cas des co- et contra-propagation des ondes pompe et signal, l'onde pompe se propageant toujours dans le sens des z croissants.

Il reste donc à expliciter les termes de champ pour accéder à l'équation de propagation non linéaire de l'onde Stokes signal en co ou contra-propageant. Pour cela, il faut poser:

$$\begin{cases} \underline{E}(\omega_1) = \hat{e}_p \cdot a_p(\omega_p + \nu_p) \exp[ik_p(\omega_p + \nu_p)z] & \omega_1 = \omega_p + \nu_p \\ \underline{E}(\omega_3) = \hat{e}_s \cdot a_s(\nu'_s) \exp[\pm ik_s(\omega_s + \nu'_s)z] & \omega_3 = \omega_s + \nu'_s \\ \underline{E}(\omega_4) = \hat{e}_s \cdot a_s(\nu_s) \exp[\pm ik_s(\omega_s + \nu_s)z] & \omega_4 = \omega_s + \nu_s \end{cases} \quad (3.41)$$

L'équation de propagation non linéaire s'écrit donc:

$$\begin{aligned} \frac{da_s(z, \nu_s)}{dz} = & \mp \frac{\alpha_s}{2} a_s(z, \nu_s) \\ \pm i \frac{2\pi}{n\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_s \hat{e}_s \cdot \chi_{\equiv}^{(3)}(\omega_p + \nu_p, -\omega_p - \nu_p + \nu_s - \nu'_s, \omega_s + \nu'_s) \hat{e}_p \cdot \hat{e}_p \cdot \hat{e}_s \cdot a_p(z, \nu_p) a_p^*(z, \nu_p - \nu_s) a_s(z, \nu'_s) \exp[i\Delta k_{\pm} z] \end{aligned} \quad (3.42)$$

où α_s est le coefficient d'absorption en intensité supposé constant autour de la fréquence ω_s et où:

$$\Delta k_{\pm} = k_p(\omega_p + \nu_p) - k_p(-\omega_p - \nu_p + \nu_s - \nu'_s) \pm k_s(\omega_s + \nu'_s) \mp k_s(\omega_s + \nu_s) \quad (3.43)$$

représente le désaccord de phase pour l'ensemble des composantes intervenant dans l'interaction non linéaire

De plus, si la largeur de raie de la pompe est faible devant celle de la transition Raman, cas

qui nous intéresse ici, alors $\underline{\chi}^{(3)}(\omega_p + \nu_p, -\omega_p - \nu_p + \nu_s - \nu'_s, \omega_s + \nu'_s) \cong \underline{\chi}^{(3)}(\omega_p, -\omega_p, \omega_s)$. On introduit donc une valeur effective de la susceptibilité non linéaire du troisième ordre qui décrit la transition Raman:

$$-i\chi_{eff}^{(3)} = \hat{e}_s \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega_p, -\omega_p, \omega_s) \hat{e}_p \cdot \hat{e}_p \cdot \hat{e}_s \quad (3.44)$$

De plus, si le faisceau signal est spectralement bien plus fin que le faisceau de pompe, on peut écrire $a_p(z, \nu_p + \nu'_s - \nu_s) \cong a_p(z, \nu_p - \nu_s)$ et $\Delta k_{\pm} \cong k_p(\omega_p + \nu_p) - k_p(-\omega_p - \nu_p + \nu_s) \pm k_s(\omega_s) \mp k_s(\omega_s + \nu_s)$ qui sont alors indépendants de ν'_s . L'équation (3.42) s'écrit alors:

$$\frac{da_s(z, \nu_s)}{dz} = \frac{2\pi}{n\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_s \chi_{eff}^{(3)} |a_p(\nu_p)|^2 a_s(\nu'_s) \exp[i\Delta k_{\pm} z] \mp \frac{\alpha_s}{2} a_s(z, \nu_s) \quad (3.45)$$

Utilisant l'équation (3.33) définissant $j_p(z, 0)$ et l'équation (3.38) reliant $a_s(z, \nu_s)$ et $A_s(z)$, l'équation de propagation de la composante de Fourier à la fréquence $\omega_s + \nu_s$ s'écrit alors

$$\begin{aligned} \frac{da_s(z, \nu_s)}{dz} &= \pm \frac{4\pi}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} j_p(z, 0) A_s(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(\nu'_s T/2)}{\nu'_s} d\nu'_s \mp \frac{\alpha_s}{2} a_s(z, \nu_s) \\ &= \pm \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} j_p(z, 0) A_s(z) \mp \frac{\alpha_s}{2} a_s(z, \nu_s) \end{aligned} \quad (3.46)$$

En multipliant les deux membres de l'équation (3.46) par $\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-i\nu_s t)$ et en intégrant sur ν_s , on obtient l'équation d'évolution de l'amplitude du champ signal $A_s(z, t)$ sous la forme:

$$\frac{dA_s(z, t)}{dz} = \pm \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} |E_p(z, t)|^2 A_s(z, t) \mp \frac{\alpha_s}{2} A_s(z, t) \quad (3.47)$$

La mesure étant effectuée pendant une durée T , il convient de moyennner l'équation (3.47) sur cette durée. On obtient alors avec $\langle A(z, t) \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} A(z, t) dt = A_s(z)$:

$$\frac{dA_s(z)}{dz} = \pm \left[G - \frac{\alpha_s}{2} \right] A_s(z) \quad (3.48)$$

où

$$G = \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} \left\langle |E_p(z,t)|^2 \right\rangle \quad (3.49)$$

est le gain Raman pour le faisceau signal. Remarquons que ce gain est le même que celui obtenu pour une onde de pompe monochromatique de même intensité moyenne. Il est donc possible d'amplifier de manière efficace une onde signal monochromatique, si, rappelons-le, la longueur de raie de la transition Raman reste grande devant celle de l'onde de pompe.

En intégrant l'équation (3.48), on obtient pour l'amplitude de l'onde signal au point z de l'amplificateur:

$$A_s(z) = A_s(0) \exp \left[G \frac{1 - \exp(-\alpha_p z)}{\alpha_p} - \frac{\alpha_s}{2} z \right] \quad (3.50)$$

pour des faisceaux pompe et signal co-propageants et:

$$A_s(z) = A_s(L) \exp \left[G \frac{\exp(-\alpha_p z) - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p} - \frac{\alpha_s}{2} (L - z) \right] \quad (3.51)$$

pour des faisceaux pompe et signal contra-propageants.

Il est alors possible de calculer le gain net g_{net} de l'amplificateur, exprimé en dB et défini par:

$$g_{net}^{co} = 10 \log_{10} \frac{I_s(L)}{I_s(0)} \quad \text{ou} \quad g_{net}^{contra} = 10 \log_{10} \frac{I_s(0)}{I_s(L)} \quad (3.52)$$

respectivement pour des faisceaux pompe et signal co- ou contra-propageants. Le résultat s'écrit de la même manière dans les deux cas:

$$g_{net} = \frac{20}{\ln[10]} \left[G \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p} - \frac{\alpha_s}{2} L \right] \quad (3.53)$$

III.2.2.c. propagation du faisceau de bruit

En raison du mélange à quatre ondes non dégénérées en fréquence du faisceau signal monochromatique avec le faisceau de pompe polychromatique (constitué en conséquence d'ondes de fréquences différentes), le bruit du faisceau de pompe peut être transféré autour de la fréquence ω_s du faisceau signal. L'équation d'évolution spatiale de ce bruit est donnée par l'équation (A.22) de l'annexe 2 en faisant: $\omega_1 = \omega_p + \nu_p$, $\omega_3 = \omega_s + \nu'_s$ et $\omega_4 = \omega_s + \nu_s$. La composante de Fourier d'amplitude $a_b(z, \nu_s)$ à la fréquence $\omega_s + \nu_s$ résulte donc de l'interaction non linéaire de la composante de Fourier $a_p(z, \nu_p)$ de l'onde de pompe avec la composante de fréquence $\omega_s + \nu'_s$ correspondant au faisceau Stokes (signal + bruit) d'amplitude complexe $a_s(z, \nu'_s) + a_b(z, \nu'_s)$. L'équation de propagation non linéaire de $a_b(z, \nu_s)$ s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \frac{da_b(z, \nu_s)}{dz} &= \mp \alpha_b a_b(z, \nu_s) \\ \pm i \frac{2\pi}{n\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_p \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_s \hat{\epsilon}_s \cdot \underline{\underline{\chi}}^{(3)}(\omega_p + \nu_p, -\omega_p - \nu_p + \nu_s - \nu'_s, \omega_s + \nu'_s) \hat{\epsilon}_p \cdot \hat{\epsilon}_p \cdot \hat{\epsilon}_s \cdot a_p(z, \nu_p) a_p^*(z, \nu_p + \nu'_s - \nu_s) [a_s(z, \nu'_s) + a_b(z, \nu'_s)] \exp[i\Delta k_{\pm} z] \end{aligned} \quad (3.54)$$

En raison de la faible largeur de raie du faisceau signal, dans l'intégrale en ν'_s , le terme contenant $a_s(z, \nu'_s)$ n'a d'importance qu'autour de $\nu'_s = 0$ de sorte que l'on peut faire $\nu'_s = 0$ dans $\underline{\underline{\chi}}_{eff}^{(3)}$, a_p et Δk_{\pm} . D'autre part si on développe $k(\omega + \nu)$ au premier ordre en ν :

$$k(\omega_0 + \nu) = k(\omega_0) + \nu \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}$$

L'équation de propagation non linéaire pour la composante de Fourier à la fréquence $\omega_s + \nu_s$ du bruit s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{da_b(z, \nu_s)}{dz} &= \pm i \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)}(\omega_p, -\omega_p, \omega_s) A_s(z) j'_p(z, \nu_s) \exp[i\Delta k_{\pm}^{(1)} z] \\ &\pm \frac{(2\pi)^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)}(\omega_p, -\omega_p, \omega_s) \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu'_s j'_p(z, \nu_s - \nu'_s) a_b(z, \nu'_s) \exp[i\Delta k_{\pm}^{(2)} z] \mp \frac{\alpha_s}{2} a_b(z, \nu_s) \end{aligned} \quad (3.55)$$

avec: $\Delta k_{\pm}^{(1)} = \left(\frac{1}{v_P} \mp \frac{1}{v_S} \right) v_S$ et $\Delta k_{\pm}^{(2)} = \left(\frac{1}{v_P} \mp \frac{1}{v_S} \right) (v_S - v'_S)$ les désaccords de phase pour les deux processus non linéaires, v_P et v_S étant respectivement les vitesses de groupe aux fréquences pompe et signal ($v_x = c / \left(n_x + \omega_x \left(\frac{\partial n}{\partial \omega} \right)_{\omega_x} \right)$, $x = p, s$). Le premier terme de l'équation (3.55) correspond à la génération de bruit par mélange à quatre ondes entre les faisceaux pompe et signal, le second terme prend en compte l'amplification Raman cohérente du bruit déplacé à la fréquence signal. Notons que, de part sa cohérence, ce processus pourra être très efficace si toutes les composantes sont en phase le long de la propagation dans la fibre ou, au contraire, très peu efficace si ces composantes se déphasent très rapidement au cours de la propagation dans la fibre.

D'un point de vue pratique, si l'équation (3.55) permet de bien voir les processus mis en jeu et d'anticiper leur influence sur l'évolution du bruit, compte tenu de sa complexité, elle ne peut pas être résolue dans le cas général. Nous allons voir, cependant, que cela est possible dans les deux cas simplifiés d'un faisceau de pompe monochromatique modulé en amplitude et celui d'une source de pompe large spectralement.

III.2.3. transfert de RIN de la pompe vers le signal

III.2.3.a. définition du RIN pour la pompe et le signal

Pour les lasers, le bruit d'intensité à la distance z dans la fibre est fréquemment caractérisé par le bruit d'intensité relatif (relative intensity noise en anglais) défini par la relation:

$$RIN(z) = \frac{\langle \delta P^2(z,t) \rangle}{\langle P(z,t) \rangle^2} \quad (3.56)$$

où $\langle P(z,t) \rangle$ et $\langle \delta P^2(z,t) \rangle$ sont respectivement les valeurs moyennes de la puissance laser $P(z,t) = I(z,t)s$ (s : surface du faisceau d'intensité I) et du carré des fluctuations de puissance.

Si le bruit est mesuré dans une largeur spectrale $\Delta\nu$, le bruit d'intensité relatif mesuré à la

fréquence ν est alors donné par [75]:

$$RIN(z, \nu) = \frac{\Delta\nu W_p(z, \nu)}{\pi \langle P(z, t) \rangle^2} \quad (3.57)$$

où $\langle P(z, t) \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} P(z, t) dt$ est la puissance moyenne mesurée pendant la durée T . La densité spectrale $W_p(z, \nu)$ qui est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation des fluctuations d'intensité, $W_p(z, \nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \delta P(z, t) \delta P(z, t - \tau) \exp(i\nu\tau) dt d\tau$, peut s'écrire:

$$W_p(z, \nu) = \frac{1}{T\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-T/2}^{+T/2} P(z, t) P(z, t - \tau) \exp(i\nu\tau) dt d\tau \quad (3.58)$$

Cette expression est valable uniquement pour $\nu \neq 0$, ce qui n'est pas gênant puisque cette fréquence est celle du signal qui est bien plus fort que le bruit.

Utilisant la transformée de Fourier de $P(z, t)$:

$$P(z, t) = \frac{cns}{2\pi} |E(z, t)|^2 = \frac{cns}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int_{-\infty}^{+\infty} j(z, \nu) \exp(-i\nu t) d\nu \quad (3.59)$$

et en se limitant au cas de durée d'observation suffisamment longue ($j(z, \nu)$ varie lentement sur $1/T$), la valeur du RIN pour le laser de pompe est alors donnée par:

$$RIN_p(z, \nu_p) = \frac{2\Delta\nu_p T}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{|j_p(z, \nu_p)|^2}{|j_p(z, 0)|^2} \quad (3.60)$$

Remarquons que, comme T est la durée de la mesure, la largeur de bande minimale pour la mesure ($\Delta\nu_{p_{\min}}$) est limitée à la valeur $1/2T$ par les conditions de Fourier.

Pour la lumière à la fréquence signal, le RIN a exactement la même forme que celle donnée pour la pompe dans l'équation (3.60):

$$RIN_s(z, \nu_s) = \frac{2\Delta\nu_s T}{(2\pi)^2} \frac{|j_s(z, \nu_s)|^2}{|j_s(z, 0)|^2} \quad (3.61)$$

$$\text{avec } j_s(z, \nu_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_s(z, t)|^2 \exp(i\nu_s t) dt$$

Cependant, autour de la fréquence signal, il faut considérer la somme des ondes signal et bruit

$$(E_s(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} (a_s(z, \nu_s) + a_b(z, \nu_s)) \exp[\pm ik(\omega_s + \nu_s)z] \exp(-i\nu_s t) d\nu_s)$$

de sorte que, au premier ordre à l'extérieur de la fine bande spectrale $\Delta\nu_s = 1/2T$, on a:

$$j_s(z, \nu_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} a_s(z, \nu'_s) a_b^*(z, \nu'_s - \nu_s) \exp[\pm i(k(\omega_s + \nu'_s) - k(\omega_s + \nu'_s - \nu_s))z] d\nu'_s \quad (3.62)$$

Utilisant l'équation (3.38) et supposant que l'amplitude du bruit varie lentement sur $1/T$, on montre que:

$$|j_s(z, \nu_s)|^2 = |A_s(z)|^2 |a_b(z, \nu_s)|^2 \quad (3.63)$$

Par contre, pour $j_s(z, 0)$ seule l'onde signal compte et l'on obtient:

$$|j_s(z, 0)|^2 = \frac{T^2}{2\pi} |A_s(z)|^4 \quad (3.64)$$

Le RIN à la fréquence ν_s s'écrit alors:

$$RIN_s(z, \nu_s) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta\nu_s}{T} \frac{|a_b(z, \nu_s)|^2}{|A_s(z)|^2} \quad (3.65)$$

Dans cette étude, nous sommes tout particulièrement attachés au transfert $\rho = \frac{RIN_s(z, \nu)}{RIN_p(z, \nu)}$ du

RIN de la pompe vers le signal qui s'écrit donc:

$$\rho = \frac{1}{2\pi T^2} \frac{|a_b(z, \nu)|^2}{|A_s(z)|^2} \frac{|j_p(0, 0)|^2}{|j_p(0, \nu)|^2} \quad (3.66)$$

III.2.3.b. transfert du RIN dans le cas d'un laser de pompe monochromatique modulé en amplitude

• calcul de ρ

Pour un laser de pompe modulé en amplitude, l'amplitude incidente sur la fibre s'écrit:

$$E_p(0,t) = A_p(0) \left[1 + \frac{m}{2} \sin(\Omega t + \Phi) \right] \quad (3.67)$$

où $A_p(0)$ est l'amplitude du faisceau incident monochromatique, et où Ω et Φ sont la fréquence et la phase initiale de la modulation de faible amplitude m .

La composante de Fourier à la fréquence $\omega_p + \nu_p$ de cette amplitude s'écrit alors:

$$a_p(0, \nu_p) = \sqrt{2\pi} A_p(0) \left\{ \delta(\nu_p) - i \frac{m}{4} [\exp(i\Phi) \delta(\nu_p + \Omega) + \exp(-i\Phi) \delta(\nu_p - \Omega)] \right\} \quad (3.68)$$

et, à l'ordre zéro,

$$j_p(0, \nu) = 2\pi |A_p(0)|^2 \delta(\nu) \exp(-\alpha_p z) \quad (3.69)$$

Remarquant que l'intégrale de l'équation de propagation de a_b (voir équation 3.55) se calcule aisément et vaut $2\pi |A_p(0)| \exp(-\alpha_p z) a_b(z, \nu_s)$, l'équation de propagation du bruit s'écrit:

$$\frac{da_b(z, \nu_s)}{dz} = \pm \left[G \exp(-\alpha_p z) - \frac{\alpha_s}{2} \right] a_b(z, \nu_s) \pm G \frac{j_p'(0, \nu_s)}{|A_p(0)|^2} \exp(-\alpha_p z) A_s(z) \exp[i\Delta k_{\pm}^{(1)} z] \quad (3.70)$$

Le second terme de cette équation correspond au transfert du bruit de la pompe dans le domaine spectral du signal, transfert autorisé par le processus de mélange à quatre ondes entre pompe et signal. Le premier terme de l'équation (3.70) correspond, quant à lui, à l'amplification du bruit par diffusion Raman stimulée, exactement de la même manière que pour le signal lui-même.

La résolution de l'équation (3.70) permet d'obtenir l'amplitude de la composante de Fourier du bruit à la fréquence $\omega_s + \nu_s$:

$$a_b(z, \nu_s) = \pm G \frac{j'_p(0, \nu_s)}{|A_p(0)|^2} A_s(z) \frac{\exp\left[(i\Delta k_{\pm}^{(1)} - \alpha_p)z\right]}{i\Delta k_{\pm}^{(1)} - \alpha_p} \quad (3.71)$$

Le transfert de RIN de la pompe au signal s'écrit alors:

$$\rho = \frac{G^2}{\Delta k_{\pm}^{(1)2} + \alpha_p^2} \left[1 - 2\cos(\Delta k_{\pm}^{(1)}L) \exp(-\alpha_p L) + \exp(-2\alpha_p L) \right] \quad (3.72)$$

Remarquons que ce résultat est strictement identique à celui obtenu par Fludger et al. [68] par une analyse temporelle utilisant la modulation du faisceau de pompe. Cette concordance conforte, par ailleurs, notre analyse.

- variation de ρ en fonction des différents paramètres

Ce paragraphe présente la variation du transfert ρ de RIN de la pompe vers le signal en fonction de la fréquence en prenant pour paramètre la longueur de la fibre, la dispersion de la fibre, le gain de l'amplificateur.

- influence de la longueur de la fibre.

Le transfert de RIN de la pompe vers le signal a été calculé en fonction de la fréquence pour une fibre standard de coefficient de dispersion $D = 2ps/km/nm$ et de $0,2dB$ de pertes par kilomètre ($\alpha_p = 0,046km^{-1}$), de longueur $L = 1, 3, 10$ et $30km$. Pour chacune des longueurs, l'amplification nette est la même: $40dB$. Les résultats sont rassemblés en double échelle logarithmique sur la figure 3.2 pour les deux configurations "pompe et signal co- et contra-propageant". Toutes les courbes ont la même forme générale: un plateau (identique en co- et contra-propageant) suivi d'une décroissance en moyenne linéaire de pente -2 , attestant d'une décroissance du RIN signal proportionnelle au carré de la fréquence (voir équation 3.72). À cette décroissance moyenne linéaire est superposée une modulation d'amplitude d'autant plus faible que la fibre est longue: en effet, comme montré dans l'équation (3.72), l'amortissement des oscillations (en $\exp(-\alpha_p L)$) dépend exponentiellement des pertes totales dans la fibre.

Une autre observation marquante de la figure 3.2 consiste en la remarque d'un transfert de RIN à haute fréquence bien moins efficace pour la contra-propagation que pour la co-propagation (environ $90dB$ pour la fibre standard choisie pour ce calcul). Ce point

directement relié à la valeur du désaccord de phase Δk_{\pm} constitue une raison importante pour le choix du régime contra-propagatif pour la réalisation d'une amplification Raman à fibre.

Le point de changement de pente du transfert de RIN dépend de la longueur dans les deux cas de propagations co- et contra-directionnelles de la pompe et du signal. La fréquence de rupture de pente se déplace en effet inversement proportionnellement à la longueur de la fibre. Cette observation liée à la plus faible valeur du gain Raman pour les fibres plus longues (même amplification nette) indique que le transfert du bruit de la pompe aux fréquences moyennes (1-100kHz en contra-propageant) sera moins élevé pour des fibres Raman longues.

Une dernière remarque doit être faite: à basse fréquence il y a, dans les deux cas un excès de bruit dû à l'amplification Raman stimulée du bruit. Cet excès ne dépend ni de la saturation co- ou contra-propagante des ondes pompe et signal, ni de la longueur de la fibre.

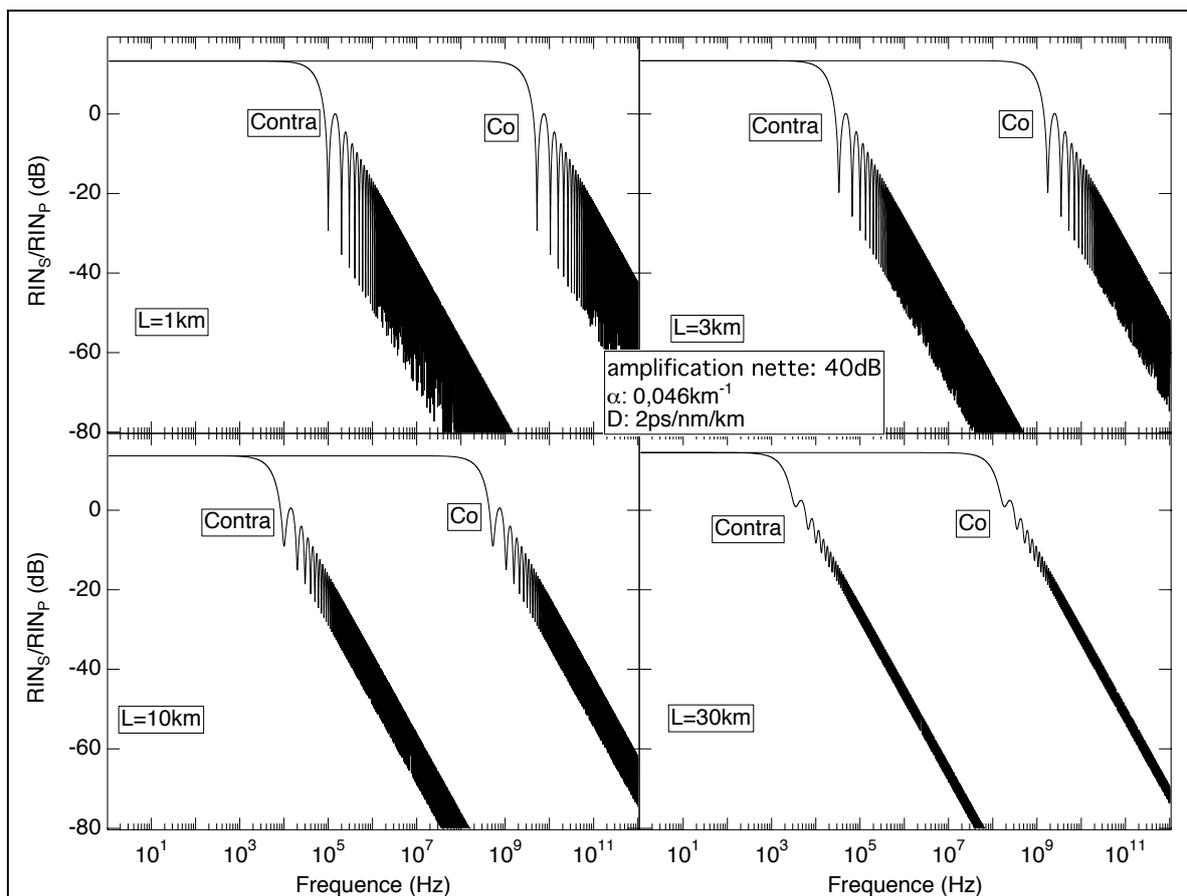


Figure 3. 2: transfert de RIN en fonction de la fréquence pour un pompe monochromatique modulée en amplitude pour différentes longueurs de fibre.

➤ influence de la dispersion de la fibre.

Pour mettre en évidence cette influence le calcul a été effectué pour une fibre longue de 1km possédant des pertes de 0,2dB/km. L'amplification nette est de 40dB et l'on compare les transferts de RIN en situations contra-propageante et co-propageante pour des dispersions $D = 2, 20$ et $200 ps/km/nm$. Les résultats sont présentés dans la figure 3.3.

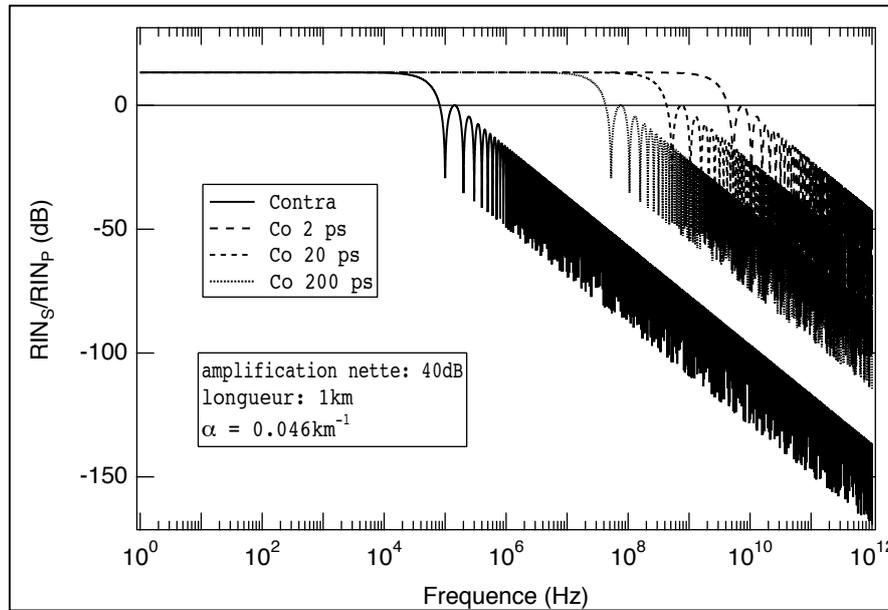


Figure 3. 3: transfert de RIN en fonction de la fréquence pour un pompe monochromatique modulée en amplitude pour différentes valeurs de dispersion de la fibre

À basses fréquences, l'excès de bruit dû à l'amplification Raman est identique pour les quatre courbes puisque dans tous les cas $\Delta k_{\pm} \ll \alpha_p$. Par contre à plus hautes fréquences, le point de changement de pente se produit à plus basses fréquences, bien sur pour la situation contra-propageante, mais aussi, même si cela est moins marqué, pour des fibres de forte dispersion. En conclusion, si l'amplification Raman co-propagative doit être choisie pour une raison quelconque, on aura intérêt à choisir une fibre de forte dispersion pour minimiser le transfert du bruit de la pompe.

➤ influence de l'amplification nette.

Ce paramètre a été pris en compte en effectuant des calculs pour une fibre standard ($\alpha_p = 0,2dB/km$ et $D = 2ps/km/nm$) de 1km de long pour des amplifications nettes de 10, 20, 30 et 40dB. Les résultats sont portés sur la figure 3.4.

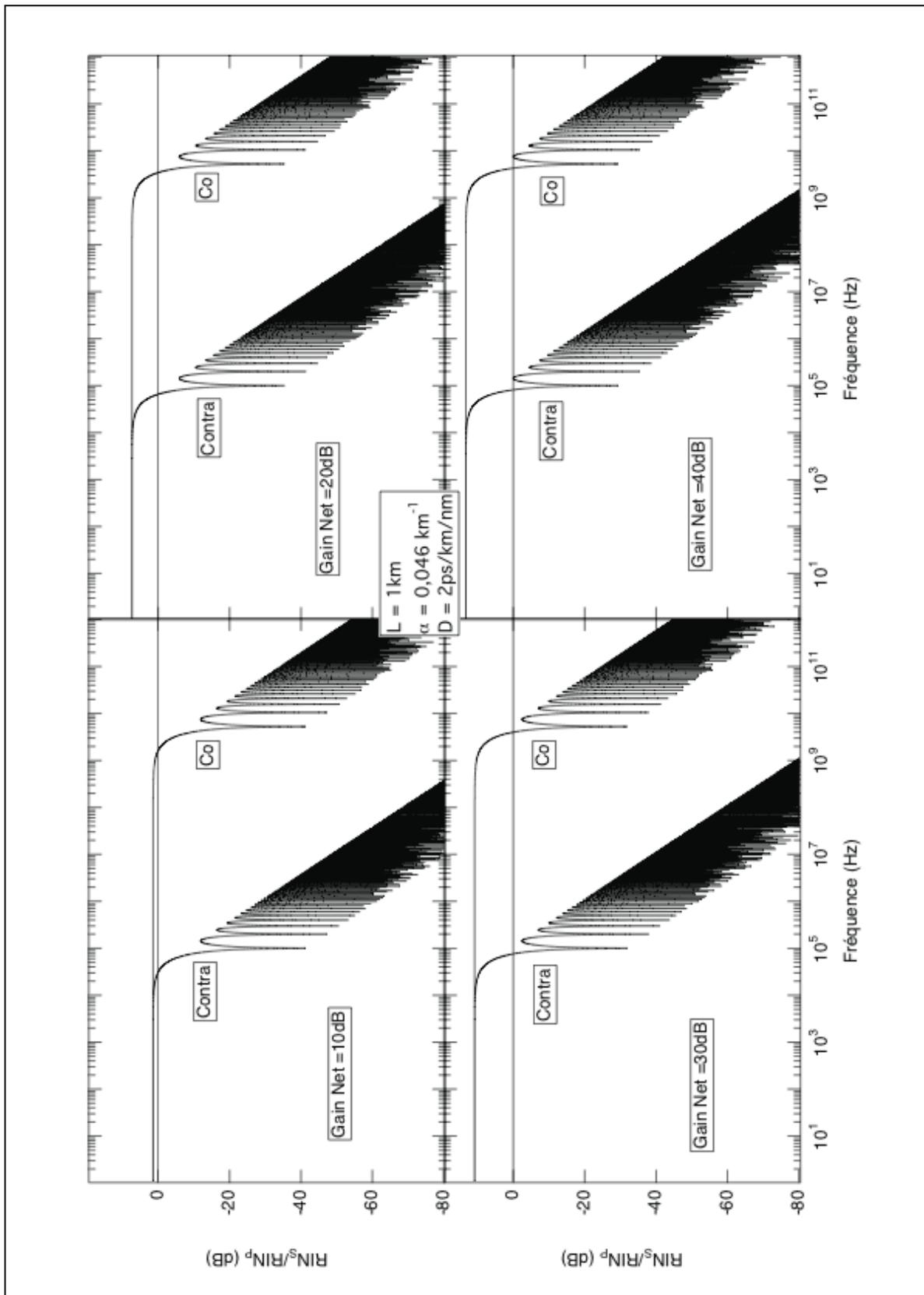


Figure 3. 4: transfert de RIN en fonction de la fréquence pour un pompe monochromatique modulée en amplitude pour différentes valeurs du gain net de l'amplificateur

Il apparaît sur cette figure que ces paramètres d'amplification nette ne jouent aucun rôle à haute fréquence: le transfert de bruit haute fréquence de la pompe sur le signal ne dépend pas de l'amplification nette. Par contre, à basse fréquence l'excès de bruit dû à l'amplification Raman stimulée du bruit est d'autant plus élevé que l'amplitude nette est forte. Il est possible de mieux voir cette influence en simplifiant l'équation (3.72) pour le régime basses fréquences. On a alors:

$$\rho = \left(\frac{G}{\alpha_p} \right)^2 [1 - \exp(-\alpha_p L)]^2 \quad (3.73)$$

Sachant que le gain net est donné par l'équation (3.53), on peut écrire le transfert de RIN en fonction du gain sous la forme:

$$\rho_{dB} = \frac{20}{\ln 10} \ln \left[\frac{\ln 10}{20} g_{net} + \frac{\alpha_s}{2} L \right] \quad (3.74)$$

La figure 3.5 montre ce transfert de RIN porté en fonction du gain net pour des pertes de 0, 2dB/km, 0,6dB/km et 2dB/km.

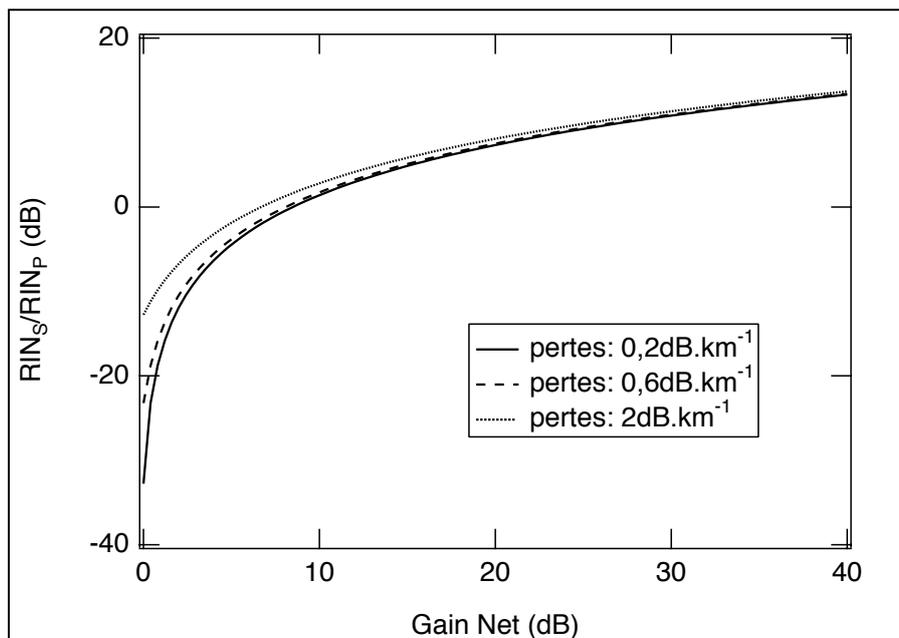


Figure 3. 5: transfert de RIN en fonction du gain net pour un pompe monochromatique modulée en amplitude pour différentes valeurs des pertes de la fibre

Ce facteur croît comme le logarithme du gain net, atteignant 13 dB de bruit supplémentaire pour un gain net de 40dB. Ce point doit être pris en considération pour la fabrication d'un amplificateur Raman à fibre. Par contre, les pertes, si elles restent modérées, sont sans grande influence sur le transfert du bruit de la pompe.

III.2.3.c. transfert du RIN dans le cas d'une source de pompe large en fréquence

Le bruit d'amplitude $a_b(z, \nu_s)$ provenant de processus de mélange à quatre ondes impliquant deux photons de pompe est proportionnel à $j'_p(z, \nu_s)$ (voir le premier terme du second membre de l'équation de propagation (3.55)). En conséquence, pour une source de pompe ayant un spectre d'intensité incidente $j'_p(0, \nu_s)$ variant lentement sur une large bande spectrale $\Delta\omega_p$, la composante de Fourier à la fréquence ν_s du bruit $a_b(z, \nu_s)$ varie aussi lentement sur $\Delta\omega_p$. Dans ce cas, l'intégrale sur ν'_s apparaissant dans l'équation de propagation (3.55) tend vers zéro si le terme de modulation $\exp[i\Delta k_{\pm}^{(2)}z]$ varie très rapidement sur $\Delta\omega_p$. Ceci se produit si la bande de fréquence $\Delta\nu'_s$ correspondant à une période du terme de modulation est bien inférieure à $\Delta\omega_p$ ($\Delta\nu'_s \ll \Delta\omega_p$). Utilisant la définition de $\Delta k_{\pm}^{(2)}$, cette condition est remplie pour des distances de propagation:

$$z \gg \frac{2\pi}{\left(\frac{1}{\nu_p} \mp \frac{1}{\nu_s}\right)\Delta\omega_p} \quad (3.75)$$

Le signe \mp correspond aux cas respectifs des faisceaux pompe et signal co- et contra-propageants.

Dans le cas où la condition (3.75) est remplie pour de courtes distances (en comparaison de la longueur de la fibre), l'amplitude $a_b(z, \nu_s)$ peut être facilement obtenue par intégration de l'équation de propagation générale (3.55) dans laquelle on ne conserve que le premier terme du second membre de l'équation. On trouve alors:

$$a_b^{(+)}(L, \nu_s) = i \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} j'_p(z, \nu_s) A_s(0) \frac{\exp\left[\left(G - \alpha_p + i\Delta k_{+}^{(1)}\right)L\right] - 1}{G - \alpha_p + i\Delta k_{+}^{(1)}} \exp\left[-\frac{\alpha_s}{2}L\right] \quad (3.76)$$

pour des faisceaux pompe et signal co-propageants et,

$$a_b^{(-)}(L, \nu_s) = i \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} j_p'(z, \nu_s) A_s(L) \frac{\exp\left[\left(-G - \alpha_p - i\Delta k_-^{(1)}\right)L\right] - 1}{-G - \alpha_p + i\Delta k_-^{(1)}} \exp\left[\left(G - \frac{\alpha_s}{2}\right)L\right] \quad (3.77)$$

pour des faisceaux pompe et signal contra-propageants.

Utilisant les définitions du transfert de RIN (éq. 3.66), du gain (éq. 3.48) et de l'intensité moyenne (éq. 3.35), on en déduit alors l'expression des transferts de RIN, ρ_{co} et ρ_{contra} respectivement pour les situations co- et contra-propageantes.

$$\rho_{co} = \frac{G^2}{(G - \alpha_p)^2 + \Delta k_+^{(1)2}} \left[\exp(-2\alpha_p L) - 2 \cos(\Delta k_+^{(1)} L) \exp[-(G + \alpha_p)L] + \exp(-2GL) \right] \quad (3.78)$$

$$\rho_{contra} = \frac{G^2}{(G + \alpha_p)^2 + \Delta k_-^{(1)2}} \left[\exp[-2(G + \alpha_p)L] - 2 \cos(\Delta k_-^{(1)} L) \exp[-(G + \alpha_p)L] + 1 \right] \quad (3.79)$$

Avant de regarder l'influence du moyennage à zéro de l'amplification Raman cohérente du bruit sur le transfert du RIN de la pompe vers le signal, examinons tout d'abord la validité de la condition (3.75) menant à cette approximation.

Dans le cas de faisceaux pompe et signal contra-propageants, les vitesses de groupe ν_p et ν_s étant sensiblement égales ($\nu_p \approx \nu_s \approx c/n \approx 2.10^5 \text{ km/s}$), la condition (3.75) donne $z \gg 10^{-7} \text{ km}$ pour une source de pompe de 10nm de largeur spectrale. Pour une fibre de longueur 1km, il est alors évident que le terme d'amplification Raman cohérente du bruit peut être négligé en toute sécurité. Cela ne serait pas le cas, par contre, pour un laser ayant une largeur de raie inférieure à 10-100MHz.

Dans le cas de faisceaux pompe et signal co-propageants, $\frac{1}{\nu_p} - \frac{1}{\nu_s} \approx D(\lambda_p - \lambda_s)$, D étant le coefficient de dispersion de la fibre [42]. La condition (3.75) donne alors $z \gg 3.10^{-3} \text{ km}$ pour une fibre conventionnelle ($D = 2 \text{ ps/km/nm}$) et l'approximation consistant à négliger l'amplification Raman du bruit peut être effectuée, comme dans le cas de faisceaux contra-propageants, au moins pour une fibre longue de 1km pompée par une source pompe de largeur spectrale 10nm. Cependant, ceci ne serait plus le cas pour une largeur spectrale de la pompe inférieure à 0,1-1nm.

Rappelons aussi que négliger l'amplification Raman du bruit est une approximation justifiée seulement pour une intensité de pompe variant lentement sur la largeur spectrale de

cette source. Ceci est certainement le cas pour les sources à semiconducteur incohérentes [76], mais ne serait pas applicable aux lasers multimodes [77], au moins pour des lasers ayant des modes largement séparés.

En vue de comparer les transferts de RIN de la pompe vers le signal dans les deux cas de faisceaux de pompe monochromatique modulé d'une part et largement polychromatique d'autre part, la figure 3.6 montre le transfert de RIN correspondant à ces deux faisceaux porté en fonction du désaccord de fréquence à la fréquence signal du bruit.

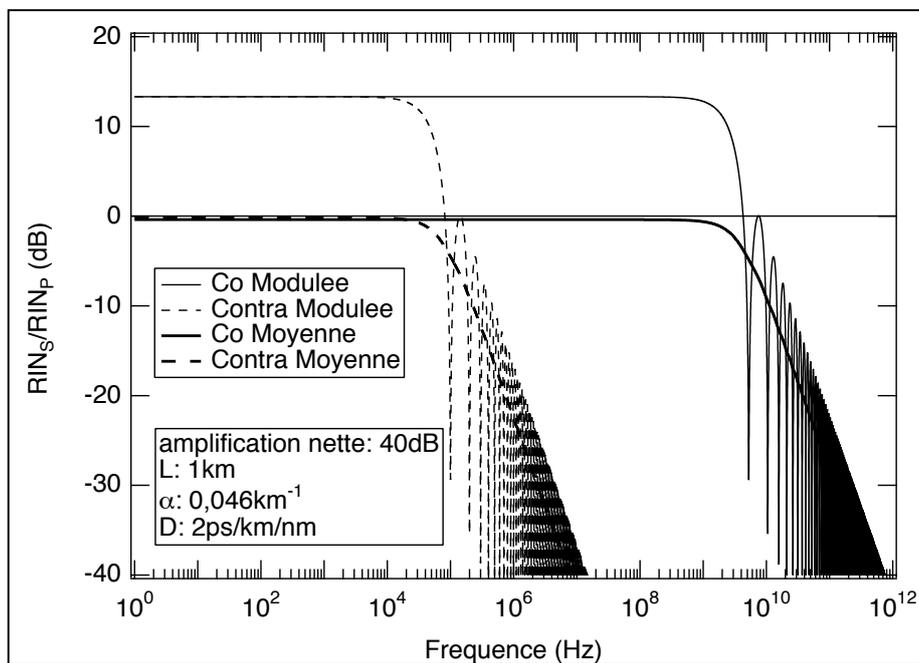


Figure 3. 6: comparaison du transfert de RIN en fonction de la fréquence entre une pompe monochromatique modulée (lignes fines) et une pompe à spectre large (lignes épaisses)

Les calculs ont été effectués pour une fibre conventionnelle ($D = 2 \text{ ps/km/nm}$ et pertes de $0,2 \text{ dB/km}$) longue de 1 km . Les deux régimes de co- et contra-propagation des faisceaux pompe et signal ont été considérés, tous les deux dans le cas d'une amplification nette de 40 dB du faisceau signal.

Les résultats du régime "pompe monochromatique modulée" (courbes continue et tiretée fines respectivement pour des faisceaux pompe et signal co- et contra-propageants) sont exactement celles apparaissant simultanément sur les figures 3.2, 3.3 et 3.4, avec l'excès de bruit à basses

fréquences et la réduction modulée du bruit à plus hautes fréquences. Pour une source de pompe possédant un spectre large et lisse (courbes continue et tiretée épaisses respectivement pour des faisceaux pompe et signal co- et contra-propageants de la figure 3.6), la fréquence de coupure indiquant le début de la réduction du bruit est à peu près identique à celle obtenue avec un faisceau de pompe continu modulé en amplitude, mais la réduction du bruit n'est quasiment pas modulée en raison du faible contraste de modulation obtenu à fort gain (voir éq. 3.78 et 3.79). Remarquons que cette réduction régulière du bruit est meilleure que celle obtenue pour le faisceau de pompe monochromatique modulé d'un facteur 6dB. Ceci est confirmé si on compare les équations 3.78, 3.79 et 3.72 à hautes fréquences. En effet, à hautes fréquences, la valeur maximale du transfert de RIN pour une pompe modulée s'écrit:

$$\rho_{\text{mod}} = \frac{G^2}{\Delta k_{\pm}^{(1)2}} [1 + \exp(-\alpha_p L)]^2 \quad (3.80)$$

alors qu'elle vaut:

$$\rho_{\text{moy}} = \frac{G^2}{\Delta k_{\pm}^{(1)2}} \left\{ \frac{[1 + \exp[-(G + \alpha_p)L]]^2}{[\exp(-\alpha_p L) + \exp(-GL)]^2} \right\} \quad (3.81)$$

pour une pompe large et régulière spectralement.

À forte amplification ($GL \gg 1$) et faibles pertes ($\alpha_p L \ll 1$) on a $\rho_{\text{mod}} / \rho_{\text{moy}} = 4$, ce qui correspond aux 6dB mesurés sur la figure 3.6.

De plus et, sans doute plus important, en raison de l'absence d'amplification Raman du bruit généré par mélange à quatre ondes, il n'y a pas d'excès de bruit à basses fréquences contrairement à ce qui se passe pour une pompe monochromatique modulée.

L'influence des pertes sur la suppression de l'excès de bruit peut être analysée en fonction de l'amplification nette de l'amplificateur donné par l'équation (3.53). Le transfert de RIN s'écrit alors sous la forme:

$$\rho_{dB\text{co}} = \frac{20}{\ln 10} \ln \left[\frac{G}{G - \alpha_p} [\exp(-\alpha_p L) - \exp(-GL)] \right] \quad (3.82)$$

et

$$\rho_{dB\text{contra}} = \frac{20}{\ln 10} \ln \left[\frac{G}{G + \alpha_p} [1 - \exp[-(G + \alpha_p)L]] \right] \quad (3.83)$$

respectivement pour des faisceaux pompe et signal co- et contra-propageants.

Comme le montre la figure 3.7, le transfert de RIN à basses fréquences est très peu affecté par les pertes (raisonnables) de la fibre. Par contre, à plus faible gain et pertes supérieures, il y a une petite réduction supplémentaire de bruit de quelques dB dans le cas de faisceaux pompe et signal co-propageants.

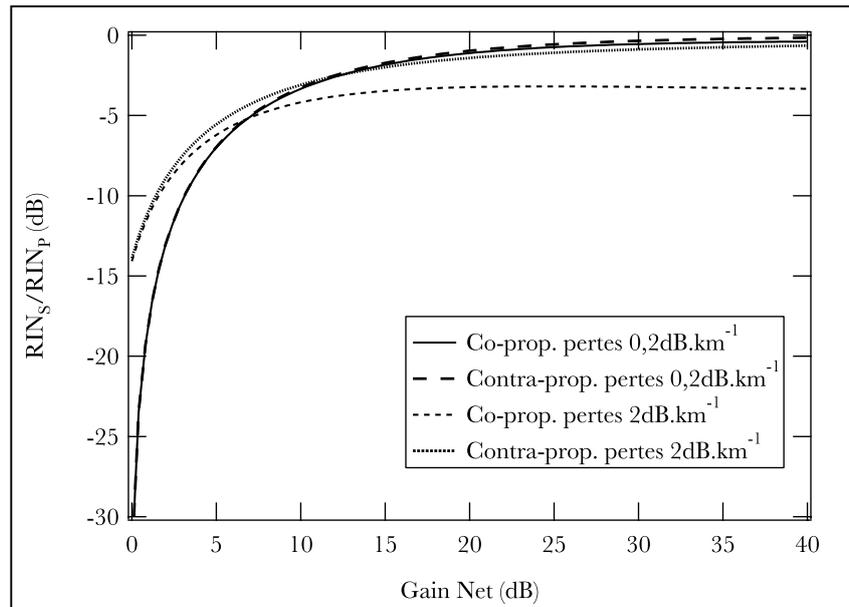


Figure 3. 7: transfert de RIN en fonction du gain net pour un pompe à spectre large pour différentes valeurs des pertes de la fibre.

III.2.4. conclusion

Dans cette section, on a vu, grâce à une analyse dans le domaine spectral, que l'amplification d'un signal monochromatique dans un milieu à très large raie Raman (la fibre), par une pompe à spectre large est aussi efficace en termes de gain, que celle obtenue avec une pompe monochromatique. Ceci n'est vrai cependant que dans le cas où la largeur de raie Raman est très supérieure à la largeur spectrale de la pompe. Dans ce même contexte, la décomposition spectrale du bruit a permis l'étude théorique du transfert de RIN de la pompe vers le signal en configuration co- et contra-propageante dans deux cas limites: une pompe monochromatique faiblement modulée en amplitude et une pompe à spectre large et régulier. Dans les deux cas, on observe une décroissance du transfert de RIN à hautes fréquences

proportionnelle au carré de la fréquence. À basse fréquence, la situation diffère. Dans le cas de la pompe monochromatique modulée, on observe un excès de bruit proportionnel au carré du gain net de l'amplificateur, dû à l'amplification Raman du bruit. Cet excès de bruit n'existe pas pour une pompe à spectre large. Les sources incohérentes méritent donc un intérêt tout particulier lorsqu'il s'agit d'amplifier un faisceau signal monochromatique grâce à une amplification Raman peu bruitée.

III.3. Réduction du bruit

Comme nous le verrons par la suite dans le chapitre IV la source de bruit prépondérante dans un amplificateur Raman à fibre pompé par un laser Raman issu d'un laser à Ytterbium réside dans l'émission spontanée amplifiée du faisceau de pompe. Il est donc clairement intéressant de trouver une solution à ce problème pour améliorer les performances de l'amplificateur Raman, surtout dans le contexte particulier des liaisons opto-hyperfréquences.

Parce qu'elle autorise des couplages entre les amplitudes des ondes, l'optique non linéaire s'inscrit tout naturellement parmi les processus cohérents susceptibles d'inhiber, par interférences destructives de plusieurs canaux d'excitation, certains processus non linéaires. Ainsi la suppression du gain Raman [78, 79], de l'absorption à deux photons [80], du gain Brillouin en faisceaux de pompe contra-propageants [81], etc... ont été prédits et démontrés expérimentalement. Ces processus sont, en fait, liés à l'interférence destructive des amplitudes de probabilité d'excitation du système matériel de deux voies distinctes d'excitation de ce système matériel (excitations Stokes et anti-Stokes en suppression de la diffusion Raman stimulée, absorption à un et plusieurs photons en suppression de l'absorption, et excitations Stokes et anti-Stokes avant et arrière en suppression de la diffusion Brillouin stimulée, pour les exemples donnés ci avant).

Comme pour tout processus d'interférences, ces suppressions ne se produisent que pour des intensités bien choisies des ondes intervenant dans le processus non linéaire (ondes Stokes et anti-Stokes en diffusion Raman stimulée, ondes fondamentale et harmonique en absorption à deux photons, ondes Stokes avant et arrière en diffusion Brillouin stimulée bidirectionnelle), mais uniquement si le processus de mélange couplant ces ondes (couplage Stokes/anti-Stokes,

génération d'harmonique n , couplage Stokes-Stokes, pour les trois exemples donnés ci avant) est en adaptation de phase parfaite.

La suppression du bruit quantique a également été montrée dans le cas de processus paramétriques du second ordre [82], ajoutant ainsi un élément à la richesse potentielle des effets non linéaires en termes de manipulation cohérente des transferts d'énergie de plusieurs ondes lumineuses.

Le cas qui nous intéresse dans le cadre de cette étude est la diffusion Raman stimulée. Il a été montré, pour ce processus non linéaire, que l'on pouvait supprimer la génération d'une onde Stokes importante par plusieurs méthodes:

- couplage Stokes/anti-Stokes [83]
- couplage de polarisations orthogonales dans une fibre hautement biréfringente [84]
- pompage multifréquence [85, 86]

Toutes ces techniques ont pour but d'éviter des interactions non linéaires parasites [87, 88] pour les télécommunications optiques multicolores longue distance. Toutefois, ces propositions ne répondent pas directement au problème posé dans notre étude liée aux systèmes opto-hyperfréquences: comment amplifier un signal monochromatique par diffusion Raman stimulée, en générant un bruit aussi réduit que possible?

Dans cette partie, nous proposons une technique originale de réduction drastique du bruit d'émission spontanée amplifiée sans détérioration de l'amplification nette de l'amplificateur Raman. Le principe réside dans l'utilisation d'une pompe bifréquence cohérente (deux ondes de pompe de fréquences différentes cohérentes entre elles). Après la description de l'amplificateur proposée, nous donnerons une description classique de cet effet s'appuyant sur les techniques holographiques. Nous présenterons ensuite une analyse quantitative de ce nouveau processus dans le régime semi-quantique traditionnel de l'optique non linéaire et présenterons enfin un traitement quantique de la suppression de l'émission Raman spontanée dans un amplificateur Raman bifréquence large bande.

III.3.1. description de l'amplificateur Raman stimulé à bruit réduit

Nous considérons ici que le milieu à une transition Raman à la fréquence Ω_R de largeur $\Delta\Omega_R$ et nous analysons l'amplification d'une onde signal monochromatique de fréquence ω_S

par deux ondes de pompe monochromatiques de fréquences ω_{P_1} et ω_{P_2} , ainsi que le bruit d'émission spontanée amplifiée généré par cet amplificateur. Compte tenu de l'analyse effectuée dans la section III.2, il est évident que l'amplification du signal se fera avec un gain:

$$G = \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} \left[|E_{P_1}|^2 + |E_{P_2}|^2 \right] \quad (3.84)$$

ce qui ne réduit en rien le gain de l'amplificateur par rapport à une pompe monochromatique (ou non d'ailleurs) d'intensité moyenne $|E_{P_1}|^2 + |E_{P_2}|^2$ si la différence de fréquence existant entre les deux ondes de pompe est très inférieure à la largeur de raie Raman (voir figure 3.8) ($|\omega_{P_1} - \omega_{P_2}| \ll \Delta\Omega_R$)

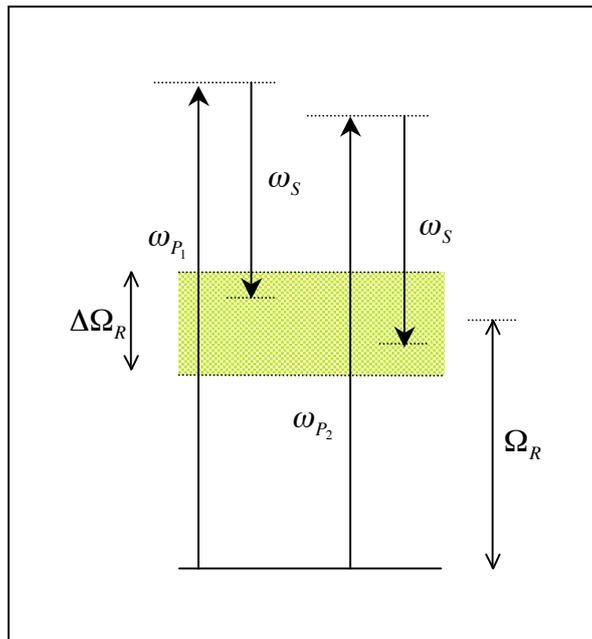


Figure 3. 8: amplification Raman stimulée d'un faisceau signal de fréquence ω_S par deux faisceaux pompe de fréquences ω_{P_1} et ω_{P_2} dans un matériau présentant une transition Raman de fréquence Ω_R et de largeur spectrale $\Delta\Omega_R > \omega_{P_1} - \omega_{P_2}$.

C'est la génération de bruit par diffusion Raman spontanée amplifiée dans un tel amplificateur que nous analysons ci-après. Le transfert de RIN de la pompe vers le signal étant bien plus faible à haute fréquence pour des ondes pompe et signal contra-propageantes (voir section III.2), nous nous limiterons ici à cette configuration qui permet par ailleurs de

supprimer l'ajout du bruit par instabilité modulationnelle (voir chapitre IV). Cette analyse est effectuée dans le cas où les deux ondes de pompe sont cohérentes entre elles. Comme nous le verrons par la suite, cette cohérence joue un rôle capital pour le bruit, alors qu'elle ne modifie en rien l'amplification Raman stimulée du signal injecté dans l'amplificateur comme montré dans l'équation 3.84.

Notons que, même si le traitement est effectué ici pour la diffusion Raman, les résultats obtenus sont valables dans le cas de la diffusion Brillouin qui suit exactement le même formalisme même si son origine physique est différente.

III.3.2. description classique de la réduction du bruit en termes d'holographie dynamique

III.3.2.a. description classique de la diffusion Raman stimulée arrière

Pour des faisceaux pompe et Stokes contra-propageants de fréquence ω_p et ω_s , l'amplification Raman stimulée est très bien décrite classiquement à partir de la diffraction de Bragg du faisceau de pompe sur un réseau d'indice mobile résultat de l'excitation locale de l'indice de réfraction par la modulation d'intensité lumineuse produit de l'interférence des ondes pompe et Stokes [89]. Dans le cas de la silice, il s'agit de l'excitation cohérente de phonons optiques qui modifie l'indice de réfraction par effet élasto-optique. La modulation d'indice s'écrit alors:

$$\Delta n = \delta n \cdot \exp[i(\underline{K}z - \Omega t)] + c.c. \quad (3.85)$$

où $\delta n = \mathcal{A} \underline{E}_p^* \cdot \underline{E}_s$ est l'amplitude de la modulation (avec $\underline{E}_{p/s}$, l'amplitude de l'onde pompe/Stokes) de fréquence $\Omega = \omega_p - \omega_s$ et de vecteur d'onde $\underline{K} = \underline{k}_p + \underline{k}_s$.

L'onde résultant de la diffraction de Bragg de l'onde de pompe sur le réseau mobile a pour amplitude $\mathcal{B} \underline{E}_p (\underline{E}_p^* \cdot \underline{E}_s)$ et pour fréquence $\omega_s = \omega_p - \Omega$ en raison de l'effet Doppler lié au mouvement du réseau. Elle a pour vecteur d'onde $\underline{k}_s = \underline{K} - \underline{k}_p$ en raison de la valeur du pas du réseau qui est donc automatiquement adaptée à la production d'une onde Stokes.

L'interférence constructive de cette onde diffractée au point z avec celle créée précédemment en $z - \Delta z$ permet alors l'amplification Raman stimulée de l'onde Stokes.

Dans le cas de la diffusion Raman stimulée, l'onde Stokes n'est pas injectée dans le milieu. Tout démarre donc sur la diffusion Raman spontanée. Dans le cas de la diffusion stimulée arrière on montre que la relation de phase liant ondes de pompe et Stokes est telle que l'onde Stokes est conjuguée en phase de l'onde de pompe. On a alors:

$$\underline{E}_S = C \underline{E}_P^* \quad (3.86)$$

III.3.2.b. suppression du gain Raman avec une pompe bifréquence

On suppose ici que le gain Raman a une largeur $\Delta\Omega_R$ très faible devant $|\omega_{P_1} - \omega_{P_2}|$. Les ondes de pompe \underline{E}_{P_1} et \underline{E}_{P_2} de fréquences ω_{P_1} et ω_{P_2} et vecteurs d'onde \underline{k}_{P_1} et \underline{k}_{P_2} colinéaires donnent donc naissance à des ondes Stokes \underline{E}_{S_1} et \underline{E}_{S_2} de fréquences $\omega_{S_{1/2}} = \omega_{P_{1/2}} - \Omega_R$ et vecteurs d'onde $\underline{k}_{S_{1/2}} = \underline{K} - \underline{k}_{P_{1/2}}$ pour l'interaction contra-propageante des ondes pompe et Stokes.

Les pompes $\underline{E}_{P_{1/2}}$ et Stokes $\underline{E}_{S_{1/2}}$ génèrent des modulations d'indice:

$$\Delta n_{1/2} = \delta n_{1/2} \cdot \exp[i(\underline{K}_{1/2}z - \Omega t)] + c.c. \quad (3.87)$$

avec $\delta n_{1/2} = \mathcal{A} \underline{E}_{P_{1/2}}^* \cdot \underline{E}_{S_{1/2}}$ et $\underline{K}_{1/2} = \underline{k}_{P_{1/2}} + \underline{k}_{S_{1/2}}$.

Les diffusions stimulées des ondes de pompe $\underline{E}_{P_{1/2}}$ produisant des ondes Stokes $\underline{E}_{S_{1/2}}$ s'effectuent par diffraction de Bragg résonante des faisceaux pompes $\underline{E}_{P_{1/2}}$ sur les réseaux d'indice $\Delta n_{1/2}$ (voir figure 3.9.a).

Deux autres diffractions sont possibles: les diffractions sur les réseaux de Bragg $\Delta n_{1/2}$ des ondes pompes $\underline{E}_{P_{2/1}}$. Ces diffractions conduisent à des ondes de fréquences $\omega_{S_{1/2}}$ identiques à celles des ondes Stokes classiques en raison de l'effet Doppler lié à la translation des réseaux de Bragg. Ces ondes sont diffractées efficacement dans les directions $\underline{k}_{S_{1/2}}$ si la différence de vecteurs d'onde des réseaux $\Delta n_{1/2}$ est faible.

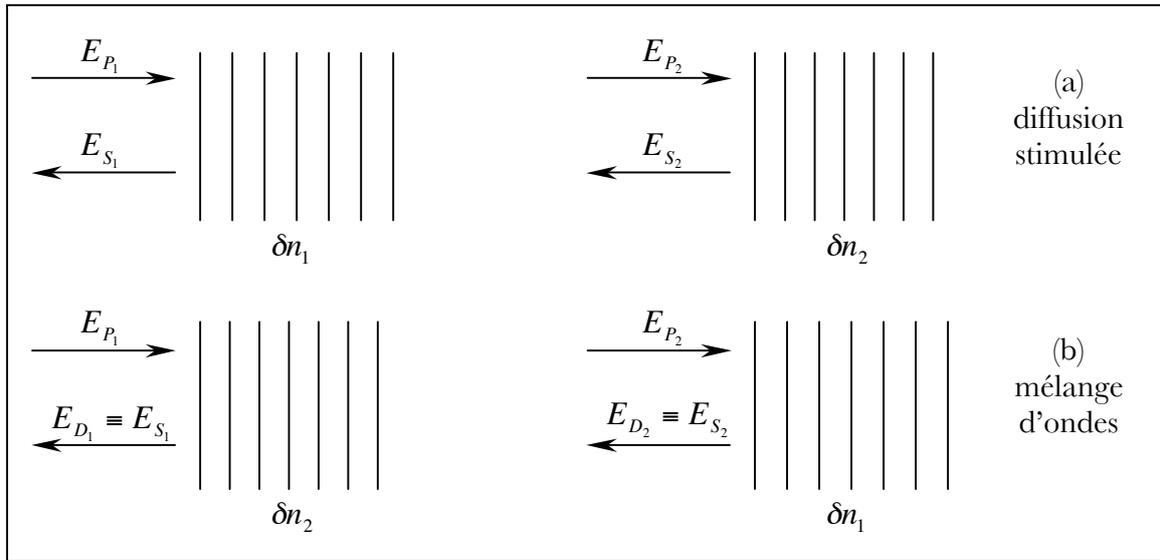


Figure 3.9: diffraction de Bragg des ondes pompe \underline{E}_{P_1} et \underline{E}_{P_2} sur les réseaux d'indice d'amplitude δn_1 et δn_2

Dans ce cas, l'amplitude des ondes diffractées aux fréquences $\omega_{S_{1/2}}$ est proportionnelle à:

$$E_{P_{1/2}}(\delta n_1 + \delta n_2) = E_{P_{1/2}}(E_{P_{1/2}}^* E_{S_{1/2}} + E_{P_{2/1}}^* E_{S_{2/1}}) \quad (3.88)$$

Le gain de l'amplificateur est nul si:

$$E_{P_{1/2}}^* E_{S_{1/2}} + E_{P_{2/1}}^* E_{S_{2/1}} = 0 \quad (3.89)$$

Cela correspond d'ailleurs à des modulations d'indice nulle signifiant qu'aucune onde sonore n'est excitée dans ce cas. La relation 3.89 ne peut être vérifiée que pour des amplitudes complexes bien choisies des ondes pompe et Stokes. Si l'on prend des ondes de pompe de même intensité ($|E_{P_1}| = |E_{P_2}|$), compte tenu de la symétrie du problème, il en est de même des ondes Stokes ($|E_{S_1}| = |E_{S_2}|$). En posant $E_{P_{1/2}} = |E_{P_{1/2}}| \exp(i\varphi_{P_{1/2}})$ et $E_{S_{1/2}} = |E_{S_{1/2}}| \exp(i\varphi_{S_{1/2}})$, la relation 3.89 s'écrit:

$$-\varphi_{P_{1/2}} + \varphi_{S_{1/2}} = \pi - \varphi_{P_{2/1}} + \varphi_{S_{2/1}} \quad (3.90)$$

Si une relation de phase existe entre φ_{S_1} et φ_{S_2} , alors le choix de la différence de phase entre les pompes P_1 et P_2 permet de vérifier la relation 3.90 et aucune amplification du bruit

n'est possible. Par exemple, si l'on suppose que pour ce faisceau de pompe bifréquence l'onde Stokes rétrodiffusée est toujours conjuguée en phase de l'onde pompe ($\varphi_{S_{1/2}} = -\varphi_{P_{1/2}} = -\varphi_{1/2}$), on trouve:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2} \quad (3.91)$$

En conséquence, il faut s'attendre à une suppression du gain Raman arrière pour des ondes de pompe de même intensité et déphasées de $\pi/2$ à l'entrée de l'amplificateur.

Si par contre, on suppose que les ondes Stokes ont une phase identique alors des pompes P_1 et P_2 en opposition de phase interdisent l'amplification du bruit.

III.3.2.c. suppression du bruit dans un amplificateur Raman bifréquence

La technique proposée dans le paragraphe III.3.2.b permet d'obtenir une suppression du gain Raman et donc du bruit, mais elle interdit aussi l'amplification du signal. Pour permettre l'amplification du signal par une pompe bifréquence, il est obligatoire (voir paragraphe III.3.1) de considérer un milieu ayant une transition Raman de largeur $\Delta\Omega_R \gg |\omega_{P_1} - \omega_{P_2}|$. C'est dans ce cas qu'il convient donc d'analyser la suppression du gain Raman pour le bruit.

Dans cette situation, chaque faisceau de pompe monochromatique génère une émission spontanée à la fréquence Stokes correspondante de largeur spectrale $\Delta\Omega_R$. En conséquence, une composante de fréquence ω_{B_n} du bruit, d'amplitude $E_{B_n} \exp(-ik_{B_n} z)$ engendre deux réseaux d'indice de fréquences différentes $\Omega_{n_{1/2}} = \omega_{P_{1/2}} - \omega_{B_n}$ (voir figure 3.10.a), ayant pour amplitudes complexes:

$$\Delta n_{n_{1/2}} = \delta n_{n_{1/2}} \cdot \exp\left[i\left(\underline{K}_{n_{1/2}} z - \Omega_{n_{1/2}} t\right)\right] + c.c. \quad (3.92)$$

avec $\delta n_{n_{1/2}} = \mathcal{A} \underline{E}_{P_{1/2}}^* \cdot \underline{E}_{B_n}$ et $\underline{K}_{n_{1/2}} = \underline{k}_{P_{1/2}} + \underline{k}_{B_n}$.

Cependant, comme dans le cas d'une transition Raman fine spectralement, il existe également deux autres réseaux d'indice (voir figure 3.10.b) de fréquences $\Omega_{n_{1/2}}$ résultant des interférences des ondes de pompe E_{P_1} et E_{P_2} avec les ondes de bruit de fréquences:

$$\Omega_{B_{n_{1/2}}} = \omega_{P_{2/1}} - \Omega_{n_{1/2}} = \omega_{B_n} + (\omega_{P_{2/1}} - \omega_{P_{1/2}}) \quad (3.93)$$

Les amplitudes complexes des modulations d'indice correspondantes s'écrivent alors sous la forme:

$$\Delta n'_{n_{1/2}} = \delta n'_{n_{1/2}} \cdot \exp\left[i\left(K'_{n_{1/2}} z - \Omega_{n_{1/2}} t\right)\right] + c.c. \quad (3.94)$$

avec $\delta n'_{n_{1/2}} = \mathcal{A} E_{P_{2/1}}^* \cdot E_{B_{n_{1/2}}}$ et $K'_{n_{1/2}} = \underline{k}_{P_{2/1}} + \underline{k}_{B_{n_{1/2}}}$.

C'est la diffraction de Bragg des ondes de pompe sur ces quatre réseaux qu'il faut donc maintenant considérer.

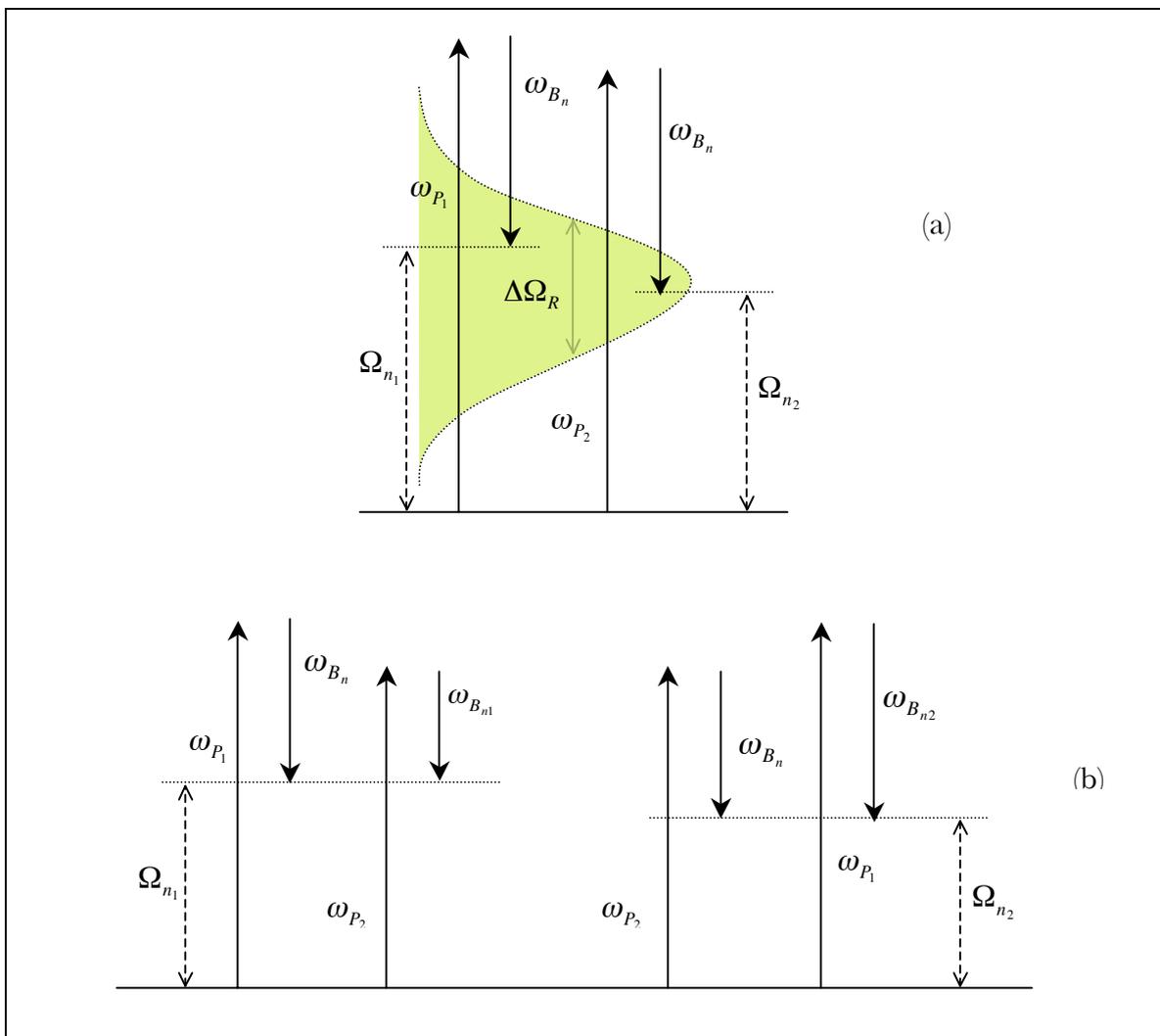


Figure 3. 10: diffusion Raman stimulée des ondes de pompe de fréquences ω_{P_1} et ω_{P_2} sur les transitions de fréquences Ω_{n_1} et Ω_{n_2} choisies de manière à ce que la fréquence Stokes ω_{B_n} soit commune aux deux processus.

La diffraction de Bragg des ondes de pompe $E_{P_{1/2}}$ sur les réseaux d'indice $\Delta n_{n_{1/2}}$ participe

à l'amplification Raman du faisceau bruit de fréquence ω_{B_n} . Les amplitudes diffractées sont proportionnelles à $E_{P_{1/2}}$. Par contre, la diffraction de Bragg des ondes de pompe $E_{P_{1/2}}$ sur les réseaux d'indice croisés $\Delta n_{n_{2/1}}$ participe à la croissance par mélange à quatre ondes des faisceaux de bruit de fréquence $\omega_{B_{n2/1}}$. Les amplitudes diffractées sont proportionnelles à $E_{P_{1/2}} \delta n_{n_{2/1}}$.

La diffraction de Bragg des ondes de pompe $E_{P_{1/2}}$ sur les réseaux d'indice $\Delta n'_{n_{1/2}}$ participe à l'amplification Raman des faisceaux bruit de fréquence $\omega_{B_{n2/1}}$. Les amplitudes diffractées sont proportionnelles à $E_{P_{1/2}} \delta n'_{n_{1/2}}$. Par contre, la diffraction de Bragg des ondes pompe $E_{P_{1/2}}$ sur les réseaux d'indice $\Delta n'_{n_{2/1}}$ participe à la croissance par mélange à quatre ondes du faisceau de bruit de fréquence ω_{B_n} . Les amplitudes diffractées sont proportionnelles à $E_{P_1} \delta n'_1 + E_{P_2} \delta n'_2$.

Utilisant les valeurs de $\delta n_{n_{2/1}}$ et $\delta n'_{n_{2/1}}$, l'amplitude de l'onde totale diffractée à la fréquence ω_{B_n} est proportionnelle à:

$$E_{P_1} (E_{P_1}^* E_{B_n} + E_{P_2}^* E_{B_{n1}}) + E_{P_2} (E_{P_2}^* E_{B_n} + E_{P_1}^* E_{B_{n2}}) \quad (3.95)$$

L'amplification de l'onde de bruit de fréquence ω_{B_n} sera donc nulle si chacun des termes entre parenthèses l'est. Si on utilise des faisceaux de pompe de même intensité ($|E_{P_1}| = |E_{P_2}|$), il est tout à fait raisonnable de supposer que les amplitudes des différentes composantes fréquentielles du bruit ont également même amplitude (au moins pour la plupart d'entre elles si $|\omega_{P_1} - \omega_{P_2}| \ll \Delta \Omega_R$). Les deux conditions de non-amplification du bruit s'écrivent alors:

$$-\varphi_{P_1} + \varphi_{B_n} = \pi - \varphi_{P_2} + \varphi_{B_{n1}} \quad [2\pi] \quad (3.96)$$

$$-\varphi_{P_2} + \varphi_{B_n} = \pi - \varphi_{P_1} + \varphi_{B_{n2}} \quad [2\pi] \quad (3.97)$$

La somme des relations 3.96 et 3.97 est alors indépendante des phases des ondes de pompe:

$$2\varphi_{B_n} = \varphi_{B_{n1}} + \varphi_{B_{n2}} \quad [2\pi] \quad (3.98)$$

Cette relation est facilement vérifiée si toutes les phases des différentes ondes de bruit sont

égales ($\varphi_{B_n} = \varphi_{B_{n1}} = \varphi_{B_{n2}} = \varphi_B$), supposition raisonnable si l'on considère qu'elles sont toutes issues des mêmes ondes de pompe E_{P_1} et E_{P_2} . Les relations 3.96 et 3.97 s'écrivent alors de la même manière:

$$\varphi_{P_1} - \varphi_{P_2} = \pi \quad [2\pi] \quad (3.99)$$

En conclusion, pour deux ondes de pompe de fréquences ω_{P_1} et ω_{P_2} telles que $|\omega_{P_1} - \omega_{P_2}| \ll \Delta\Omega_R$, la génération d'émission spontanée amplifiée sera très diminuée pour deux ondes de pompe de même intensité en opposition de phase.

III.3.3. description de la réduction du bruit en optique non linéaire

La description de ce processus par les techniques de l'optique non linéaire reprend les mêmes processus que ceux décrits par la technique holographique. Par contre, si elle ne rend pas très bien compte des effets physiques survenant dans le matériau, elle est excessivement simple à écrire. En effet, dans un matériau présentant une transition Raman large, en présence des ondes de pompe:

$$\underline{E}_{P_{1/2}}(z,t) = \hat{e}_{1/2} A_{P_{1/2}} \exp\left[i(k_{P_{1/2}} z - \omega_{P_{1/2}} t)\right] + c.c. \quad (3.100)$$

L'amplitude du bruit de fréquence ω_{B_n} contra-propageant aux ondes de pompe suit l'équation d'évolution non linéaire [40]:

$$\frac{dA_{B_n}}{dz} = -i \frac{4\pi^2}{n\lambda} \hat{e}_{B_n} \underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega_{B_n}) \exp[-ik_{B_n} z] \quad (3.101)$$

Où $\underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega_{B_n})$ est la polarisation non linéaire Raman à la fréquence ω_{B_n} . Cette polarisation non linéaire s'écrit:

$$\begin{aligned}
 \underline{P}_{NL}^{(3)}(\omega_{B_n}) &= \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_1}, \omega_{B_n}) \hat{e}_{P_1} \hat{e}_{P_1} \hat{e}_{B_n} |A_{P_1}|^2 A_{B_n} \exp[-ik_{B_n} z] \\
 &+ \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_2}, \omega_{B_n}) \hat{e}_{P_2} \hat{e}_{P_2} \hat{e}_{B_n} |A_{P_2}|^2 A_{B_n} \exp[-ik_{B_n} z] \\
 &+ \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_2}, \omega_{B_{n1}}) \hat{e}_{P_1} \hat{e}_{P_2} \hat{e}_{B_{n1}} A_{P_1} A_{P_2}^* A_{B_{n1}} \exp[i(k_{P_1} - k_{P_2} + k_{B_{n1}})z] \\
 &+ \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_1}, \omega_{B_{n2}}) \hat{e}_{P_2} \hat{e}_{P_1} \hat{e}_{B_{n2}} A_{P_2} A_{P_1}^* A_{B_{n2}} \exp[i(-k_{P_1} + k_{P_2} + k_{B_{n2}})z]
 \end{aligned} \tag{3.102}$$

où $A_{B_{n1/2}}$ sont les amplitudes des ondes de bruit de fréquences $\omega_{B_{n2/1}}$ et vecteurs d'onde $k_{B_{n2/1}}$ couplées à l'onde de bruit de fréquence ω_{B_n} par mélange à quatre ondes résonnant.

Pour des polarisations identiques de toutes les ondes et parce que $|\omega_{P_1} - \omega_{P_2}| \ll \Delta\Omega_R$, on a pour la transition Raman (voir annexe 3):

$$\begin{aligned}
 \hat{e} \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_1}, \omega_{B_n}) \hat{e} \hat{e} \hat{e} &= \hat{e} \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_2}, \omega_{B_n}) \hat{e} \hat{e} \hat{e} \\
 &= \hat{e} \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_2}, \omega_{B_{n1}}) \hat{e} \hat{e} \hat{e} = \hat{e} \cdot \underline{\chi}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_1}, \omega_{B_{n2}}) \hat{e} \hat{e} \hat{e} = -i\chi_{eff}^{(3)}
 \end{aligned} \tag{3.103}$$

L'équation de propagation de A_{B_n} s'écrit alors:

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_{B_n}}{dz} &= -\frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)} \left[A_{P_1} \left(A_{P_1}^* A_{B_n} + A_{P_2}^* A_{B_{n1}} \exp[i\Delta k_{n1} z] \right) \right. \\
 &\quad \left. + A_{P_2} \left(A_{P_2}^* A_{B_n} + A_{P_1}^* A_{B_{n2}} \exp[i\Delta k_{n2} z] \right) \right]
 \end{aligned} \tag{3.104}$$

avec $\Delta k_{n1/2} = k_{B_{n1/2}} - k_{B_n} + k_{P_{1/2}} - k_{P_{2/1}}$

Pour que l'amplitude du bruit ne croisse pas il faut que les deux termes entre parenthèses soient nuls pour tout z . Cela suppose d'abord que les désaccords de phase soient nuls, i.e. que la dispersion du matériau soit faible. La condition de non croissance de A_{B_n} s'écrit alors:

$$A_{P_1}^* A_{B_n} + A_{P_2}^* A_{B_{n1}} = 0 \tag{3.105}$$

$$A_{P_2}^* A_{B_n} + A_{P_1}^* A_{B_{n2}} = 0 \tag{3.106}$$

qui est strictement identique à la condition trouvée dans le paragraphe III.3.2.c: il y a réduction du bruit d'émission spontanée pour deux ondes de pompe d'intensité égales et déphasées de π .

III.3.4. description quantique de la réduction du bruit en amplification Raman bifréquence

III.3.4.a. description quantique de la diffusion Raman stimulée

Dans cette description, les champs lumineux sont quantifiés de même que le système matériel. En plaçant les champs électromagnétiques dans un cube de côté L arbitrairement grand, le champ électromagnétique total apparaît pour son énergie comme une somme d'oscillateurs harmoniques. Le champ électrique s'écrit alors comme une somme d'opérateurs:

$$\underline{E} = \sum_j \underline{E}_j(\omega_j) \quad (3.107)$$

$$\text{avec} \quad \underline{E}_j(\omega_j) = i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_j}{n_j} \hat{e}_j [q_j \exp(i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}) - q_j^\dagger \exp(-i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})] \quad (3.108)$$

Dans l'équation (3.108), n_j est l'indice du mode j du champ de fréquence ω_j , vecteur d'onde \mathbf{k}_j et polarisation \hat{e}_j . De même, (q_j^\dagger) et (q_j) sont les opérateurs création et annihilation de l'oscillateur harmonique de fréquence ω_j . Si le mode j possède N_j photons on a donc:

$$\langle N_j | q_j | N_j + 1 \rangle = \langle N_j + 1 | q_j^\dagger | N_j \rangle = \left[\frac{\hbar(N_j + 1)}{2\omega_j} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.109)$$

Pour une transition Raman entre les états fondamental $|a\rangle$ et excité $|b\rangle$ de fréquence $\omega_R = (E_b - E_a)/\hbar$, pour un laser de fréquence ω_L possédant N_L photons et un faisceau Stokes de fréquence $\omega_S = \omega_L - \omega_R$ contenant N_S photons, les états initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$ de la transition quantique du système s'écrivent:

$$|i\rangle = |a\rangle|N_L\rangle|N_S\rangle \quad (3.110)$$

$$|f\rangle = |b\rangle|N_L - 1\rangle|N_S + 1\rangle \quad (3.111)$$

La probabilité d'effectuer la transition Raman entre l'état initial $|i\rangle = |a\rangle|N_L\rangle|N_S\rangle$ et l'état final $|f\rangle = |b\rangle|N_L - 1\rangle|N_S + 1\rangle$ s'écrit alors [40]:

$$\frac{dp_{i \rightarrow f}}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar^2} N_0 (\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}) |K_{fi}^{(2)}|^2 \rho(\Delta\omega) \quad (3.112)$$

où N_0 est la densité de centres actifs, $\rho_{aa}^{(0)}$ et $\rho_{bb}^{(0)}$ les probabilités de présence respectives dans les états fondamental $|a\rangle$ et excité $|b\rangle$. $\rho(\Delta\omega)$ représente la densité d'état ($\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\Delta\omega) d\Delta\omega = 1$) pour $\Delta\omega = \omega_L - \omega_S - \omega_R$. Enfin l'opérateur transition à deux photons s'écrit:

$$K_{fi}^{(2)} = \sum_n \left\{ \frac{\langle f|H'|g_{1n}\rangle \langle g_{1n}|H'|i\rangle}{E_f - E_{g_{1n}}} + \frac{\langle f|H'|g_{2n}\rangle \langle g_{2n}|H'|i\rangle}{E_f - E_{g_{2n}}} \right\} \quad (3.113)$$

Dans l'équation (3.113), les états $|g_{1n}\rangle = |n\rangle|N_L\rangle|N_S + 1\rangle$ et $|g_{2n}\rangle = |n\rangle|N_L - 1\rangle|N_S + 1\rangle$ sont les états virtuels intermédiaires possibles pour la transition considérée. De plus, pour l'Hamiltonien d'interaction $H' = -\underline{E} \cdot \underline{P}$:

$$H' = -i \sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \left\{ \frac{\omega_L}{n_L} \hat{e}_L \cdot \underline{P} [q_L \exp(i\underline{k}_L \cdot \underline{r}) - q_L^\dagger \exp(-i\underline{k}_L \cdot \underline{r})] + \frac{\omega_S}{n_S} \hat{e}_S \cdot \underline{P} [q_S \exp(i\underline{k}_S \cdot \underline{r}) - q_S^\dagger \exp(-i\underline{k}_S \cdot \underline{r})] \right\} \quad (3.114)$$

À l'aide des équations (3.109) et (3.114), on peut calculer les éléments de matrice de l'équation (3.113) donnant $K_{fi}^{(2)}$; on trouve:

$$\langle f|H'|g_{1n}\rangle = -i \sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_L}{n_L} \left[\frac{\hbar N_L}{2\omega_L} \right]^{\frac{1}{2}} \langle b|\hat{e}_L \cdot \underline{P}|n\rangle \exp(i\underline{k}_L \cdot \underline{r}) \quad (3.115)$$

$$\langle g_{1n}|H'|i\rangle = -i \sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_S}{n_S} \left[\frac{\hbar(N_S + 1)}{2\omega_S} \right]^{\frac{1}{2}} \langle n|\hat{e}_S \cdot \underline{P}|a\rangle \exp(-i\underline{k}_S \cdot \underline{r}) \quad (3.116)$$

$$\langle f | H' | g_{2n} \rangle = -i \sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_S}{n_S} \left[\frac{\hbar(N_S + 1)}{2\omega_S} \right]^{\frac{1}{2}} \langle b | \hat{e}_S \cdot \underline{P} | n \rangle \exp(-i \underline{k}_S \cdot \underline{r}) \quad (3.117)$$

$$\langle g_{2n} | H' | i \rangle = -i \sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_L}{n_L} \left[\frac{\hbar N_L}{2\omega_L} \right]^{\frac{1}{2}} \langle n | \hat{e}_L \cdot \underline{P} | a \rangle \exp(i \underline{k}_L \cdot \underline{r}) \quad (3.118)$$

Reportant les éléments de matrices des équations (3.115) à (3.118) dans l'équation (3.112) on voit aisément que $\frac{dp_{i \rightarrow f}}{dt}$ ne dépend pas des vecteurs d'onde des ondes laser et Stokes et cette probabilité est proportionnelle à N_L (directement proportionnel à l'intensité de l'onde laser) et à $N_S + 1$ (le terme "+ 1" autorisant l'émission spontanée sans injection d'onde Stokes à l'entrée du matériau).

III.3.4.b. suppression de l'émission spontanée dans un amplificateur bifréquence

Dans notre approche simple, on représente les deux faisceaux de pompe de fréquence respectives ω_{L_1} et ω_{L_2} par deux états de Fock contenant respectivement N_{L_1} et N_{L_2} photons. Les champs électriques de ces deux états s'écrivent:

$$\underline{E}_{L_i}(\omega_{L_i}) = i \sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{L_i}}{n_{L_i}} \hat{e}_{L_i} \left[q_{L_i} \exp(i \underline{k}_{L_i} \cdot \underline{r}) \exp(i \varphi_{L_i}) - q_{L_i}^+ \exp(-i \underline{k}_{L_i} \cdot \underline{r}) \exp(-i \varphi_{L_i}) \right] \quad (3.119)$$

où φ_{L_i} représente la phase du champ de fréquence ω_{L_i} ($i = 1, 2$).

Les états de photons aux fréquences Stokes ω_{S_1} et ω_{S_2} sont représentés par des états de Fock contenant zéro ou 1 photon.

L'état initial du système "matériau + champ" s'écrit alors:

$$|i\rangle = |a\rangle |N_{L_1}\rangle |N_{L_2}\rangle |0\rangle_{S_1} |0\rangle_{S_2} \quad (3.120)$$

L'état final est dégénéré $|f_1\rangle = |b\rangle |N_{L_1} - 1\rangle |N_{L_2}\rangle |1\rangle_{S_1} |0\rangle_{S_2}$ et $|f_2\rangle = |b\rangle |N_{L_1}\rangle |N_{L_2} - 1\rangle |0\rangle_{S_1} |1\rangle_{S_2}$ correspondants à la génération d'un photon Stokes de fréquence ω_{S_1} ou ω_{S_2} .

Le calcul s'effectue alors de la même manière que dans le paragraphe précédent, mais il y a maintenant quatre types d'états intermédiaires, à savoir:

$$|g_{1n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}-1\rangle|N_{L_2}\rangle|0\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2} \quad (3.121)$$

$$|g_{2n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2}-1\rangle|0\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2} \quad (3.122)$$

$$|g'_{1n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2}\rangle|1\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2} \quad (3.123)$$

$$|g'_{2n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2}\rangle|0\rangle_{S_1}|1\rangle_{S_2} \quad (3.124)$$

Le calcul complet est présenté dans l'annexe 4.

Pour une transition Raman donnée, les règles de sélection sont indépendantes de la fréquence de l'onde lumineuse, il faut prendre $\hat{e}_{L_1} = \hat{e}_{L_2}$ et $\hat{e}_{S_1} = \hat{e}_{S_2}$. De plus, si les fréquences des ondes laser de pompe sont voisines, on a $\omega_{L_1} \cong \omega_{L_2} = \omega_L$ et $\omega_{S_1} \cong \omega_{S_2} = \omega_S$ d'une part et d'autre part $n_{L_1} \cong n_{L_2} = n_L$ et $n_{S_1} \cong n_{S_2} = n_S$. La probabilité d'effectuer la transition Raman est alors proportionnelle à $|K_{fi}|^2$ donné par l'expression:

$$\begin{aligned} |K_{fi}|^2 = & \frac{4\pi^2\hbar^2}{L^6} \frac{\omega_S\omega_L}{(n_S n_L)^2} \left[N_{L_1} + N_{L_2} + 2\sqrt{N_{L_1}N_{L_2}} \cos[(\underline{k}_{L_1} - \underline{k}_{S_1} - \underline{k}_{L_2} + \underline{k}_{S_2}) \cdot \underline{r} + \varphi_{L_1} - \varphi_{L_2}] \right] \\ & \times \left| \sum_n \frac{\langle b|\hat{e}_S \cdot \underline{P}|n\rangle \langle n|\hat{e}_L \cdot \underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_S} + \frac{\langle b|\hat{e}_L \cdot \underline{P}|n\rangle \langle n|\hat{e}_S \cdot \underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_L} \right|^2 \end{aligned} \quad (3.125)$$

Si on prend des ondes laser de pompe de même intensité ($N_{L_1} = N_{L_2} = N_L$), la probabilité d'effectuer la transition est nulle pour:

$$\varphi_{L_1} - \varphi_{L_2} + (\underline{k}_{L_1} - \underline{k}_{S_1} - \underline{k}_{L_2} + \underline{k}_{S_2}) \cdot \underline{r} = \pi \quad (3.126)$$

La relation (3.126) devant être vérifiée pour tout \underline{r} , il faut avoir adaptation de phase, i.e. $\underline{k}_{L_1} - \underline{k}_{S_1} - \underline{k}_{L_2} + \underline{k}_{S_2} = 0$. L'émission spontanée sera alors inhibée pour $\varphi_{L_1} - \varphi_{L_2} = \pi$: les ondes de pompe doivent être en opposition de phase à l'entrée du matériau Raman. On retrouve là pour l'émission Raman spontanée les résultats des analyses classique et semi

classique pour l'amplification Raman stimulée.

III.3.4.c. suppression du bruit d'émission spontanée amplifiée dans un amplificateur Raman bifréquence large bande

Dans ce cas, comme nous l'avons vu précédemment il est nécessaire, pour avoir une bonne amplification Raman du signal, que l'écart de fréquence entre les deux lasers de pompe soit très inférieur à la largeur de raie Raman. Cela signifie comme nous l'avons vu auparavant (voir figure 3.10) que plusieurs états finaux doivent être considérés pour la transition Raman et donc pour les états globaux $|f_k\rangle$ "matériau + champ". Cependant, la probabilité d'effectuer la transition Raman étant la somme des probabilités $\frac{dp_{i \rightarrow f_k}}{dt}$, le calcul est exactement le même que celui de la section précédente, ce qui conduit à la même conclusion: pour deux lasers de pompe en opposition de phase à l'entrée du milieu Raman, le bruit d'émission spontanée amplifiée sera supprimé.

IV. Étude expérimentale du gain et du bruit de l'amplificateur Raman fibré

Comme il en a été fait mention dans les chapitres précédents, les systèmes hyperfréquences sont passés du câble coaxial à la fibre optique en tout point plus performante à très haute fréquence de modulation. Pour cela, il a été nécessaire de transposer l'information hyperfréquence sur un signal optique. Pour que ce processus reste linéaire, il est indispensable que l'amplitude de la modulation soit suffisamment faible. Si, de plus, on tient compte du traitement optique permettant de diminuer l'intensité de la porteuse par rapport à ses bandes latérales hyperfréquences, il apparaît que le signal définitif requiert une amplification. Nous présentons ici une étude expérimentale d'amplification Raman stimulée de tels signaux dans une fibre optique monomode.

L'amplificateur Raman fibré consiste en une bobine de fibre optique injectée par un faisceau pompe de forte puissance. Le gain et le bruit de l'amplificateur varient suivant la puissance et les particularités spectrales de la pompe d'une part, et la longueur et les caractéristiques physiques de la fibre d'autre part. À l'heure actuelle, lorsque l'on souhaite amplifier une porteuse optique, la solution consiste à utiliser un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA). Toutefois, un problème se pose lorsque le signal modulant se trouve dans le domaine hyperfréquence. En effet, les applications hyperfréquences (principalement radars) demandent d'obéir à des critères de qualité très sévères en termes de rapport signal à bruit; il devient donc primordial de réduire au maximum le bruit apporté par l'amplification. Après une introduction aux techniques expérimentales et une présentation des principaux résultats, nous démontrons la supériorité en termes de rapport signal à bruit de l'amplificateur Raman à fibre sur l'amplificateur à fibre dopée Erbium lorsqu'il s'agit d'amplifier de faibles signaux. Enfin, certaines caractéristiques de la pompe utilisée jouant sur le bruit d'émission spontanée amplifiée nous tenterons de les employer afin de réduire ce bruit.

IV.1. Techniques expérimentales

IV.1.1. le dispositif expérimental

Pour l'étude de l'amplification Raman en termes de gain et de bruit, la base du dispositif expérimental utilisé est représentée en figure 4.1 pour le montage contra-propageant dans lequel les faisceaux pompe et signal circulent dans la fibre dans des directions opposées. Le faisceau signal est envoyé dans la fibre via un premier multiplexeur (WDM co). Depuis l'autre extrémité de la fibre, on fait entrer le faisceau pompe via un second multiplexeur (WDM contra) qui permet également de récupérer le signal amplifié et de l'envoyer vers l'analyseur de spectre optique (OSA). Quant à la pompe résiduelle, elle est recueillie dans un piège grâce au premier multiplexeur.

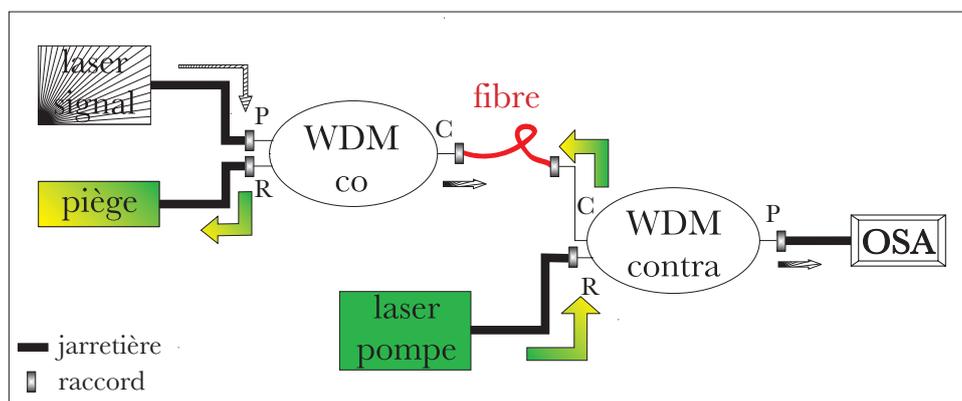


Figure 4.1: le montage d'amplification Raman en contra-propagation.
C/P/R: les branches des WDM (multiplexeur en longueur d'onde), OSA: "optical spectrum analyser"

Le montage co-propagatif utilise exactement les mêmes éléments. Il suffit pour passer d'un montage à l'autre d'invertir les positions du laser de pompe et du piège (voir figure 4.2).

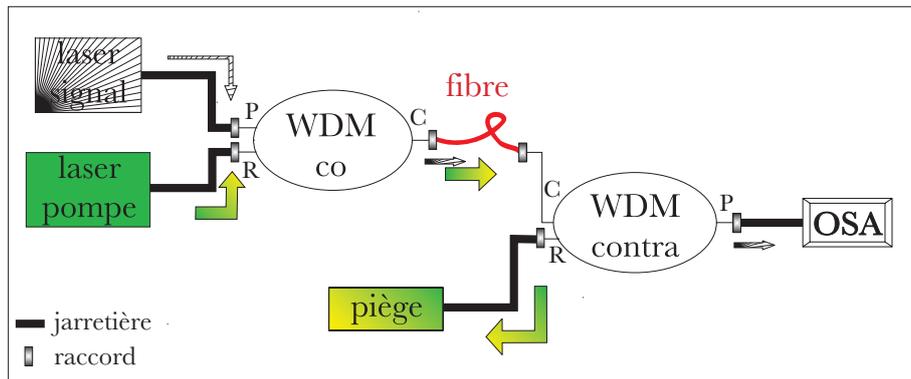


Figure 4.2: le montage d'amplification Raman en co-propagatif.

Le laser de pompe est le laser Raman dont il a été question dans le chapitre II. Il délivre jusqu'à 2W de puissance de pompe à une longueur d'onde centrale de 1481nm; il est relativement fin spectralement (1nm à mi-hauteur) par rapport à la largeur de raie de la transition ($\approx 20\text{nm}$), mais beaucoup plus large que le faisceau signal ($200\text{kHz} \approx 10^{-6}\text{nm}$). La puissance de pompe qui subsiste en sortie d'amplificateur est envoyée vers un piège (boîte métallique) afin de ne pas perturber la mesure du bruit du signal et de ne pas saturer l'analyseur de spectre optique. Le signal est délivré par la diode laser à cavité étendue présentée au chapitre II. La longueur d'onde signal est 1570nm sauf indication contraire.

Quant aux multiplexeurs en longueur d'onde, ils sont, comme on peut le voir figures 4.1 et 4.2 de deux types: co- et contra-propageants. Ce sont des multiplexeurs isolateurs JDS Uniphase (voir figure 4.3) conçus pour fonctionner lorsqu'ils sont soumis à des puissances optiques pouvant atteindre deux Watts, avec un faisceau pompe autour de 1480nm (ils sont spécifiés entre 1465 et 1495nm) et un faisceau signal appartenant aux bandes C+L des télécommunications optiques, soit de 1530 à 1610nm.

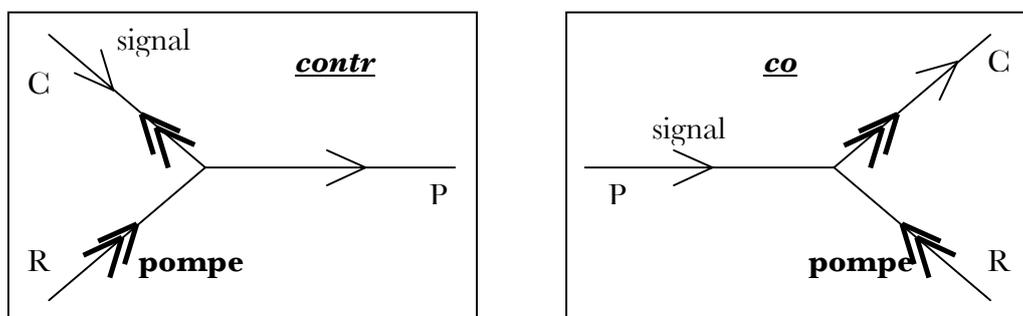


Figure 4.3: les branches C/P/R des multiplexeurs avec la configuration d'utilisation (>> représentent la pompe, > le signal).

Ces composants sont complètement fibrés et connectorisés en FC/APC (pour "Angled PC", polis avec angle, voir figure 4.4 les types de connecteurs utilisés) afin de réduire les réflexions parasites aux interfaces entre multiplexeurs et lasers ou analyseur de spectre.

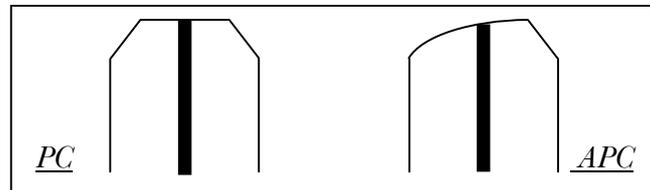


Figure 4.4: connecteurs de fibre FC/PC et FC/APC.

En effet, ces réflexions pourraient porter atteinte au bon fonctionnement des lasers, surtout si l'on considère que le laser de pompe peut délivrer jusqu'à deux Watts. Pour cette même raison, les multiplexeurs font également office d'isolateurs. Ces multiplexeurs ont été testés dans le but de définir les pertes qu'ils apportent au montage. Ces pertes sont ensuite intégrées dans la détermination du gain Raman de la liaison. Le faisceau signal employé lors de ces tests présentait une puissance de 1dBm à 1580nm (longueur d'onde centrale de la plage de fonctionnement du multiplexeur), quant au faisceau pompe, il était de 20dBm à 1470nm. Les résultats sont rassemblés dans les tableaux 4.1 pour la pompe et 4.2 pour le signal, et ce pour les deux multiplexeurs, co- et contra-propageants.

Pour ces mesures, le laser utilisé est relié soit directement à l'analyseur de spectre optique afin de déterminer son niveau d'entrée (-1dBm signal et 20dBm pompe), soit relié à l'une des branches du multiplexeur chacune des deux autres branches étant reliée tour à tour à l'analyseur de spectre optique. La liaison entre tous les éléments fibrés se fait au moyen de raccords DIAMOND MPC-S8-22 dont les pertes d'insertion sont relativement faibles (moins de 0,5dB).

	multiplexeur contra-propageant			multiplexeur co-propageant		
entrée \ sortie	P	R	C	P	R	C
P	XXXXX	80	52	XXXXX	77	76
R	81	XXXXX	0,2	74	XXXXX	0,5
C	80	0,2	XXXXX	54	0,5	XXXXX

Tableau 4.1: pertes en dB des multiplexeurs mesurées à la longueur d'onde de pompe.

	multiplexeur contra-propageant			multiplexeur co-propageant		
entrée \ sortie	P	R	C	P	R	C
P	XXXXX	65	0,9	XXXXX	64	58
R	65	XXXXX	27	74	XXXXX	31
C	56	27	XXXXX	1	31	XXXXX

Tableau 4.2: pertes en dB des multiplexeurs mesurées à la longueur d'onde signal.

Les pertes d'insertion du signal (C vers P en contra-, P vers C en co-propageant) se révèlent donc très faibles puisqu'elles sont inférieures ou égales à 1dB (tab. 4.2). De plus, la possibilité de faire circuler la pompe dans un sens ou dans l'autre (voir tab. 4.1, les pertes sont identiques de C vers R ou R vers C en co- et contra-propageant) a permis la réalisation de montages co- et contra-propageants très similaires. Le laser pompe est par ailleurs très bien isolé. La figure 4.5 présente les spectres de pertes du multiplexeur contra-propageant établis au cours d'un test de son efficacité sur toute sa plage de fonctionnement, ceci afin d'établir si le spectre d'émission spontanée amplifiée Raman est modifié par son passage à travers le multiplexeur. Ces spectres sont obtenus grâce à une source blanche injectée soit directement dans l'analyseur de spectre optique, soit à travers une branche du multiplexeur l'analyseur de spectre étant raccordé à une autre branche.

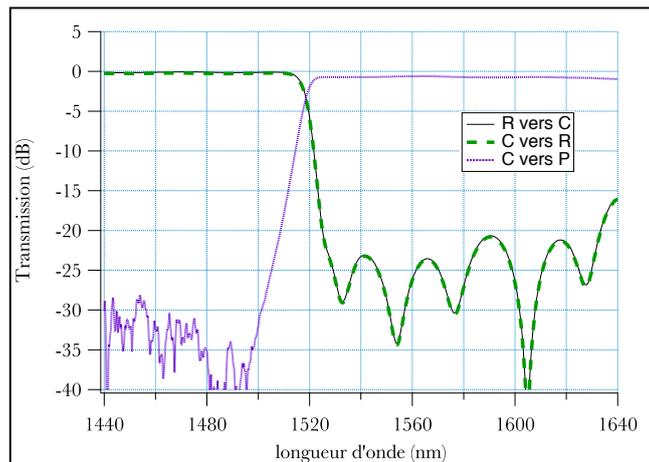


Figure 4.5: spectres de pertes du multiplexeur contra-propageant de C vers P.

Si l'on tient compte des pertes dues aux raccords, on peut voir sur la figure 4.5 que les pertes du multiplexeur de la branche C vers la branche P restent confinées et assez stables

(autour de 1dB) sur une large plage de longueur d'onde autour de la longueur d'onde du signal (1570nm).

Ce sont ces éléments qui ont été utilisés, par la suite, avec les fibres optiques monomodes comme élément central de cet amplificateur Raman.

Les fibres que nous avons utilisées sur ces montages sont de deux sortes, toutes deux monomodes autour de 1570nm (longueur d'onde du signal). Il s'agit de fibres de ligne classiques, la SMF28 et la NZ-DSF différant principalement par leur diamètre de cœur et leur dispersion (voir chapitre II). Leurs longueurs s'échelonnent de cinq à une vingtaine de kilomètres.

IV.1.2. méthodes de mesure

Toutes les mesures, aussi bien spectrales que de puissance, liées à l'étude du gain et du bruit de l'amplificateur Raman sont effectuées à l'aide de l'analyseur de spectre optique Anritsu, modèle MS9780A (en dehors des mesures en hyperfréquences qui sont faites elles, avec un analyseur de spectre optique ANDO, AQ6317B de meilleure résolution spectrale). Nous allons donc nous intéresser à la manière dont fonctionne un analyseur de spectre optique, notamment aux mesures de densités spectrales de puissance qu'il réalise.

Pour une grande partie de l'étude, l'analyseur de spectre optique sera réglé pour une mesure de puissance optique à la longueur d'onde centrale de 1570nm. On peut voir sur la figure 4.6 le principe sur lequel fonctionne l'analyseur de spectre optique.

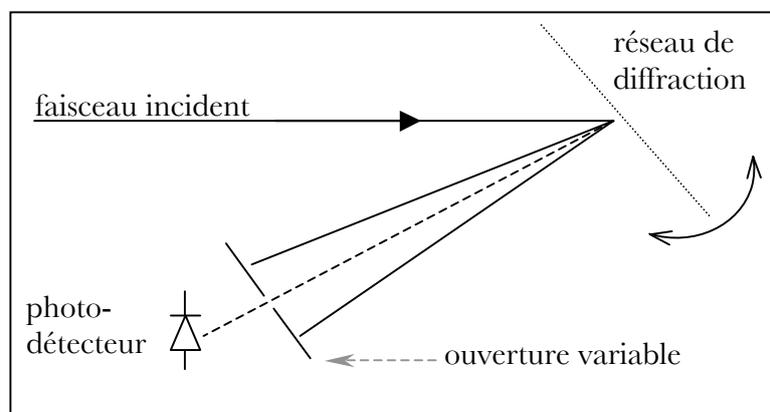


Figure 4.6: principe de fonctionnement d'un analyseur de spectre optique

Dans la pratique, le faisceau incident est diffracté sur un réseau, mais il est également réfléchi sur un système de miroirs avant l'arrivée sur l'ouverture variable afin de focaliser le faisceau. L'analyseur de spectre optique fonctionne donc sur le principe du monochromateur qui discrimine les longueurs d'onde du faisceau incident issu d'une fibre optique. La fibre raccordée à l'analyseur de spectre est pourvue à son extrémité d'un connecteur de type FC/PC, poli sans angle (voir figure 4.4).

La plage de longueur d'onde considérée autour de 1570nm mesure 3nm, lesquels sont balayés par rotation du réseau de diffraction, avec la résolution optimale de l'analyseur de spectre: 0,07nm. La résolution de l'analyseur indique sa capacité à distinguer deux signaux de longueurs d'onde très voisines, elle est déterminée par la bande passante du filtre optique constitué par l'analyseur. Ce filtre est notamment constitué par l'ouverture de la fente (de largeur variable) placée devant le photo-détecteur (cf. fig. 4.6). Lorsque la largeur spectrale du faisceau incident est très inférieure à la résolution de l'analyseur de spectre, ce dernier affiche la fonction de transfert du filtre optique de l'analyseur.

Les derniers paramètres de l'analyseur à prendre en compte sont la dynamique et la sensibilité de détection. La sensibilité de détection dépend de la bande passante vidéo de l'analyseur de spectre (ou VBW pour Video Bandwidth). Plus on réduit cette bande passante, plus le seuil de détection de l'analyseur diminue; dans notre cas, la bande passante vidéo est réglée à sa valeur minimale:10Hz. La dynamique quant à elle, indique la capacité de l'analyseur à repérer des signaux faibles en présence d'un signal très fort. Par exemple, si on est en présence d'un signal principal atteignant 10dBm et que tout signal de plus de -40dBm est détectable car non noyé dans le bruit de détection du signal principal (photons rétrodiffusés...), alors la dynamique atteint 50dB. Dans notre cas, la dynamique est supérieure à 60dB, ce qui est largement suffisant pour détecter le bruit d'émission Raman spontanée amplifiée autour du signal amplifié.

IV.1.3. le coefficient de gain Raman

Avant toute chose, il convient de déterminer le coefficient de gain Raman des fibres optiques monomodes qui vont servir de milieu amplificateur. Pour ce faire, on utilise soit le gain net de l'amplificateur, soit son gain on/off, autrement dit en allumant ou non le laser de pompe. Utiliser le gain on/off permet de s'affranchir des pertes de la fibre à la longueur

d'onde du signal même si elles interviennent toujours dans l'expression du gain au travers de la longueur effective. Rappelons (chap 2) que dans le cas d'une pompe dont la transmission ne souffre pas de déplétion due à l'amplification du signal par diffusion Raman stimulée le gain net s'écrit:

$$G = \exp(-\alpha_s L) \exp\left(\frac{g_R P_{p_0} L_{eff}}{2A_{eff}}\right) \quad (4.1)$$

et le gain on/off:

$$G_{on/off} = \exp\left(\frac{g_R P_{p_0} L_{eff}}{2A_{eff}}\right) \quad (4.2)$$

- $L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p}$ la longueur effective de la fibre
- α_s et α_p les pertes de la fibre aux longueurs d'onde signal et pompe.
- A_{eff} l'aire effective de la fibre
- P_{p_0} la puissance optique du faisceau pompe entrant dans la fibre.
- g_R le coefficient de gain Raman de la fibre en m/W
- L la longueur de la fibre.

On préférera donc le gain on/off, $G_{on/off}$ pour déterminer le gain Raman g_R de la fibre puisqu'en plus de s'affranchir de la perte par propagation du signal dans la fibre, on s'affranchit également des pertes dues aux différents composants de l'amplificateur (raccords, défauts d'alignements, pertes d'insertion...). Cependant quand viendra le temps de s'intéresser aux performances de l'amplificateur, il ne sera question que du gain net ce dernier étant le seul paramètre pertinent pour l'application hyperfréquence visée.

Le gain on/off est évalué grâce au montage présenté figure 4.1, il ne dépend pas de la configuration de pompage, on peut donc choisir indifféremment la configuration co- ou contra-propagative.

IV.1.4. figures de mérite

Les grandeurs qui vont intervenir dans l'évaluation de la qualité des amplificateurs seront des grandeurs optiques, en l'occurrence, le gain net, le rapport signal à bruit optique ("OSNR" pour "optical noise to signal ratio") et le bruit d'intensité relative ("RIN" pour "relative

intensity noise") dont la valeur est directement reliée à celle du rapport signal à bruit optique.

Le rapport signal à bruit optique mesuré au moyen de l'analyseur de spectre optique, dans une bande de fréquence $\Delta\nu$, s'écrit comme le rapport de la puissance de signal P_S et de la puissance d'émission spontanée amplifiée P_{ASE} :

$$OSNR = \frac{P_S}{P_{ASE}} \quad (4.3)$$

Pour ce qui est du bruit d'intensité relatif dans notre étude, il est lui aussi mesuré optiquement puisqu'il s'obtient à partir de l'inverse du carré du rapport signal à bruit, cette valeur étant ramenée à une bande de fréquence de 1Hz:

$$RIN = \frac{1}{\Delta\nu} \frac{1}{OSNR^2} \quad (4.4)$$

Un facteur très important à prendre en compte ici et qui n'intervient pas dans le calcul du gain est la différence existant entre la nature des signaux mis en rapport. Pour accéder au gain, il "suffit" de faire le rapport entre signal d'entrée et signal de sortie (voir plus haut). Par contre, pour le rapport signal à bruit, on compare un signal qui est très fin spectralement (plus fin que la résolution de l'analyseur de spectre optique) à un signal quasiment constant sur l'intervalle spectral considéré (ici 3nm). Donc, autant la puissance du bruit sera bien déterminée autant la puissance du signal risque d'être sous-estimée puisque l'analyseur effectue une intégration de la densité spectrale de puissance mesurée par la méthode des rectangles avec un pas égal à la résolution choisie. On peut voir figure 4.7 la différence en spectre de puissance mesurée pour le même signal avec les résolutions minimales des analyseurs de spectre à disposition.

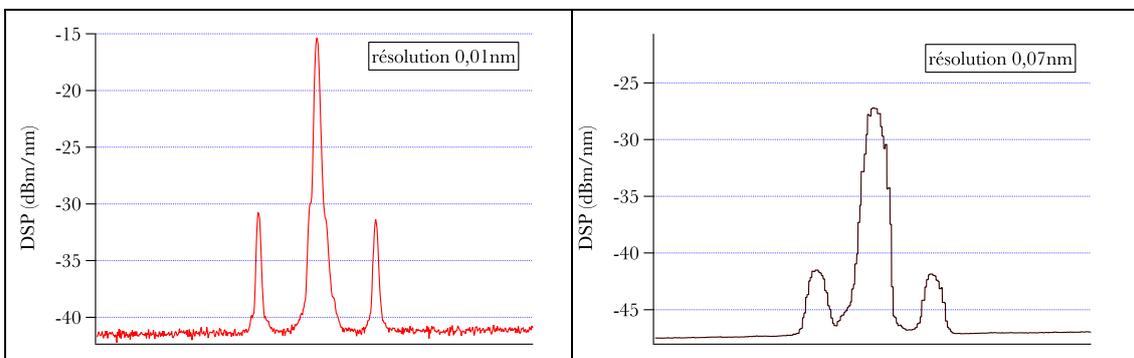


Figure 4.7: spectres de puissance d'un signal modulé à l'analyseur de spectre optique.

Meilleure est la résolution de l'analyseur de spectre, plus forte sera la mesure de puissance du signal de faible étendue spectrale (tant que la raie n'est pas résolue). En effet, la puissance de signal P_S (ainsi que la puissance d'émission spontanée amplifiée P_{ASE}) sont le résultat de l'intégration des densités de puissance mesurées par l'analyseur de spectre sur toute la bande de mesure (ici 3nm), le pas de l'intégration étant la résolution de l'appareil. Toutefois, même avec une résolution de 0,01nm, le pic de signal n'est pas défini et la représentation qu'en donne les analyseurs de spectre sont des produits de convolution entre le spectre réel du signal et la fonction "Dirac" de l'appareil (voir section IV.1.2).

Un autre point à considérer pour déterminer le rapport signal à bruit en sortie de l'amplificateur Raman est le bruit initial du laser signal. En effet, le bruit d'émission spontanée amplifiée autour de la fréquence signal, bruit inhérent au fonctionnement du laser signal est lui-même amplifié lors de son passage dans l'amplificateur Raman.

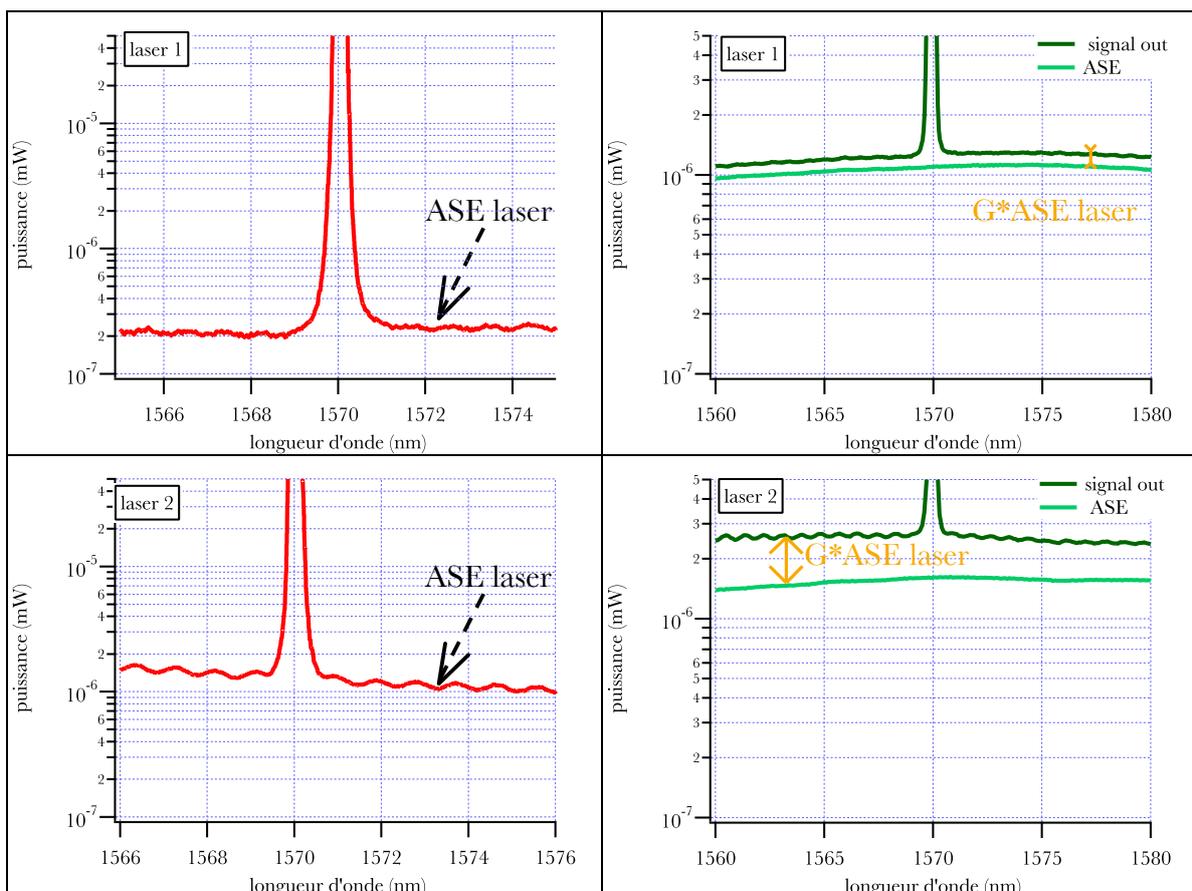


Figure 4.8: densités de puissance (mesurées à l'OSA) en entrée et en sortie d'amplificateur Raman. à gauche: le signal d'entrée, à droite: le signal amplifié et le bruit d'ASE Raman

Il est donc important de déterminer quelle part du bruit en sortie d'amplificateur est de l'émission spontanée amplifiée Raman "pure" et quelle part provient de l'émission spontanée amplifiée du laser amplifié par effet Raman stimulé. Si l'on n'en tient pas compte, le rapport signal à bruit de l'amplificateur peut s'en trouver singulièrement dégradé, et ce de manière artificielle. Afin d'éviter ces effets délétères et d'évaluer au plus juste les caractéristiques de l'amplificateur, il convient donc de choisir une source laser de signal qui soit suffisamment peu bruitée de façon à ce que son émission spontanée amplifiée amplifiée par l'amplificateur se retrouve suffisamment sous le niveau d'émission spontanée amplifiée Raman.

Dans le cas où l'on ne disposerait pas d'une source de bonne qualité, on peut l'atténuer, atténuant dans le même temps signal et émission spontanée laser (atténuer avant d'amplifier implique quand même d'amplifier d'autant plus...). Nombre de techniques alternatives ont été mises au point pour estimer les figures de mérites des amplificateurs malgré cela. Pour l'étude des amplificateurs à fibre dopée Erbium notamment, on tente de se soustraire de l'influence de l'émission spontanée laser par diverses techniques [90]: la soustraction de la source, l'extinction de la polarisation... Ce sont des techniques plus ou moins lourdes à mettre en œuvre mais la spécificité de notre amplificateur Raman rend leur usage superflu. En effet, il est aisé de discriminer l'origine des contributions avec notre amplificateur Raman car il n'est pas saturé. La part d'émission spontanée amplifiée Raman dans le bruit en sortie de l'amplificateur est donc facilement identifiable (voir figure 4.8). On peut voir que le laser signal 1 (ANDO) présente une émission spontanée laser 8 fois inférieure à celle du laser signal 2 (TUNICS), les spectres de signal amplifiés par effet Raman s'en ressentent car l'excès de bruit apporté par le laser 1 se situe autour de 0,5dB quand le laser 2 ajoute presque 3dB au bruit de sortie. Ceci se fait d'autant plus sentir que le gain de l'amplificateur est fort.

IV.2. Mesures de Gain Raman et d'ASE

Nous allons à présent préciser les performances expérimentales atteintes avec le montage présenté dans la section précédente. Toutes les données qui précèdent seront à prendre en compte dans la comparaison des résultats expérimentaux et du modèle théorique. Nous pourrions alors valider ou non ce modèle et la pertinence de l'emploi de l'amplificateur Raman

fibré pour l'application optique/hyperfréquence.

IV.2.1. caractérisation du montage

IV.2.1.a. les pertes

Lors de sa propagation dans la fibre optique, la puissance transmise par un faisceau peu intense est principalement soumise à une atténuation. Une part de cette atténuation provient de la diffusion Rayleigh des photons incidents par les molécules du cœur de la fibre, une autre de l'absorption par des ions OH^- (pic d'absorption à 1383nm) et diverses impuretés du cœur (voir figure 4.9).

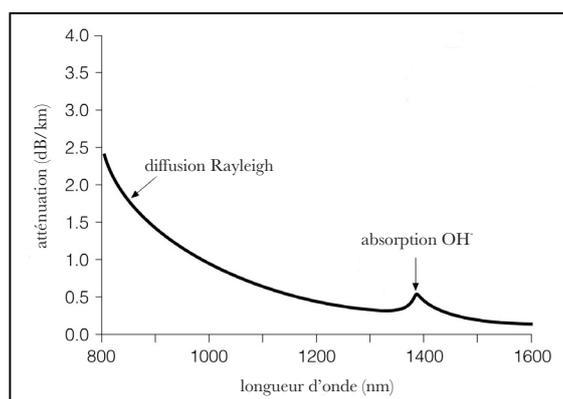


Figure 4.9: atténuation typique d'une fibre de ligne monomode @ 1550nm.

Le minimum d'atténuation de ce type de fibre se situe autour de 1550nm soit assez proche de la longueur d'onde du signal qui est de 1570nm. Comme on peut le voir sur la figure 4.9, les pertes sont légèrement plus élevées à la longueur d'onde de pompe, 1480nm.

Expérimentalement, les pertes du montage sont estimées en envoyant le faisceau soit directement dans l'analyseur de spectre optique, soit via les divers éléments du montage dans l'analyseur de spectre (voir figure 4.10). Les pertes des fibres optiques à la longueur d'onde du signal étant connues, ainsi que celles des multiplexeurs, il reste à déterminer les pertes introduites par les différents raccordements entre les bobines de fibre.

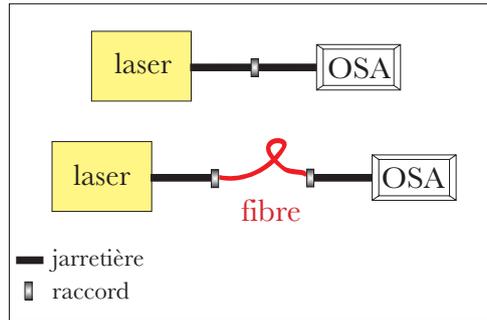


Figure 4.10: dispositif de mesure des pertes (les pertes des multiplexeurs étant caractérisés, ils ne sont pas représentés).

Au cours de la seconde mesure (avec fibre), on introduit des pertes extérieures à la fibre par l'utilisation inévitable d'un raccord supplémentaire. Ces raccords assurent la jonction entre deux connecteurs et comme cette connexion n'est pas idéale, on introduit des pertes. Les défauts rencontrés sont divers: connecteurs trop éloignés, connecteurs non alignés, ou encore des connecteurs présentant des diamètres de cœur différents (voir figure 4.11).

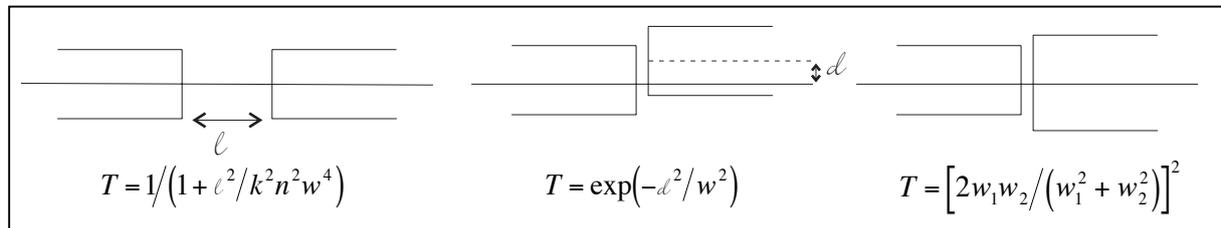


Figure 4.11: transmission de puissance entre deux extrémités de fibre optique.

Grâce à une approximation gaussienne du mode fondamental de vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ transmis par la fibre [91], on peut estimer assez simplement les coefficients de transmission en puissance correspondant aux différents cas de figure (voir figure 4.11).

Des pertes aux jonctions entre les fibres qui restent inférieures à 0,2dB imposent $l < 30\lambda$, $d < 0,8\lambda$ et des w_1 et w_2 qui ne diffèrent pas de plus de 20%.

Les mesures regroupées dans le tableau 4.3 sont réalisées avec les deux types de fibre, SMF28 et NZ-DSF à 1570nm.

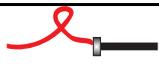
signal d'entrée (dBm)	fibres	signal de sortie (dBm)
-11,12	 SMF28 22,55km raccord 1	-15,38
-21,4	 SMF28 22,55km 20,05km raccords 1+2	-29,8
-21,4	 SMF28 22,55km 20,05km 19,01km raccords 1+2+3	-35,28
-21,32	 NZ-DSF 6,5km raccord 4	-23,24
-21,09	 NZ-DSF 20km raccord 5	-25,68
-21,62	 NZ-DSF 20km 21km raccords 5+6	-29,67
-21,41	 NZ-DSF 20km 21km 25km raccords 5+6+7	-37,98

Tableau 4.3: mesure des pertes du montage.

On accède aux pertes introduites à chaque raccord (voir tableau 4.5) grâce aux atténuations des bobines de fibre optique à 1550nm fournies par Alcatel (voir tableau 4.4). La longueur d'onde du signal (1570nm) est suffisamment proche du minimum de l'atténuation (1550nm) pour que l'on puisse estimer que les pertes sont sensiblement identiques pour ces deux longueurs d'onde.

fibre	SMF28			NZ-DSF								
	longueur (km)	α_s (dB/km)										
	22,55	0,207	20,05	19,01	6,5	0,218	20	0,204	21	0,208	25	0,25

Tableau 4.4: pertes en dB des bobines de fibre @ 1550nm.

raccord	1	2	3	4	5	6	7
pertes (dB)	0,4	0,54	0,7	0,5	0,5	0,9	0,5

Tableau 4.5: pertes en dB des différents raccords.

IV.2.1.b. le coefficient de gain Raman des fibres

Ces dernières années, des méthodes ont été développées afin de prédire le coefficient de gain Raman d'une fibre optique à partir de son profil d'indice exact [92, 58]. Ces méthodes sont destinées à orienter les constructeurs de fibre optique vers le développement de fibres plus performantes pour les amplificateurs Raman. Le coefficient de gain Raman de nos bobines de fibres optiques est mesuré en injectant un faisceau signal d'une puissance de -20dBm dans la fibre avec ou sans un faisceau pompe en entrée ou en sortie de la fibre. Les résultats de ces mesures de gain on/off (voir figure 4.1 et 4.2 pour le dispositif) sont réunis figure 4.12. Cette figure représente le gain on/off mesuré pour chaque type de fibres et pour différentes longueurs de fibres obtenues en connectant les fibres bout à bout pour les plus grandes longueurs (longueurs supérieures à 40 km). La bobine de 5km de fibre SMF28 ayant grillé entre les mesures co- et contra-propagative, elle n'apparaît pas dans les résultats présentés en co-propageant. Pour chaque longueur de fibre, nous avons augmenté progressivement la puissance de pompe injectée dans la fibre, depuis 200mW (SMF28 contra-propageant) ou 10mW (toutes les autres) jusqu'à 2W.

Nous reviendrons un peu plus tard (§ IV.2.2) sur la saturation que l'on peut observer aux fortes puissances de pompe et grandes longueurs de fibre, nous nous attachons ici au calcul des coefficients Raman. Pour y accéder, on utilise le gain on/off (éq. 4.2) exprimé en dB:

$$G_{on/off}^{dB} = \left[\frac{5}{\ln 10} L_{eff} \frac{g_R}{A_{eff}} \right] P_{p_0} \quad (4.5)$$

La puissance de pompe injectée et le gain on/off (en dB) sont donc proportionnels et la représentation de $P_{p_0} \mapsto G_{on/off}^{dB}(P_{p_0})$ est donc une droite issue de l'origine comme on peut le voir sur la figure 4.12. La pente de ces droites nous donne donc directement accès au coefficient de gain Raman g_R . Ces pentes devraient être identiques en co- ou contra-propageant, or on distingue figure 4.12 une différence entre les coefficients de gain Raman pour une même fibre suivant la configuration dans laquelle on se place. Ceci signifierait que l'on n'aurait pas le même coefficient de gain Raman suivant l'extrémité de la fibre par laquelle on injecte le faisceau pompe. Cette différence pourrait provenir des variations d'aire effective le long de la fibre. Un lien direct a été démontré expérimentalement entre l'amplitude de ces variations d'aire effective et la différence de coefficient Raman [93].

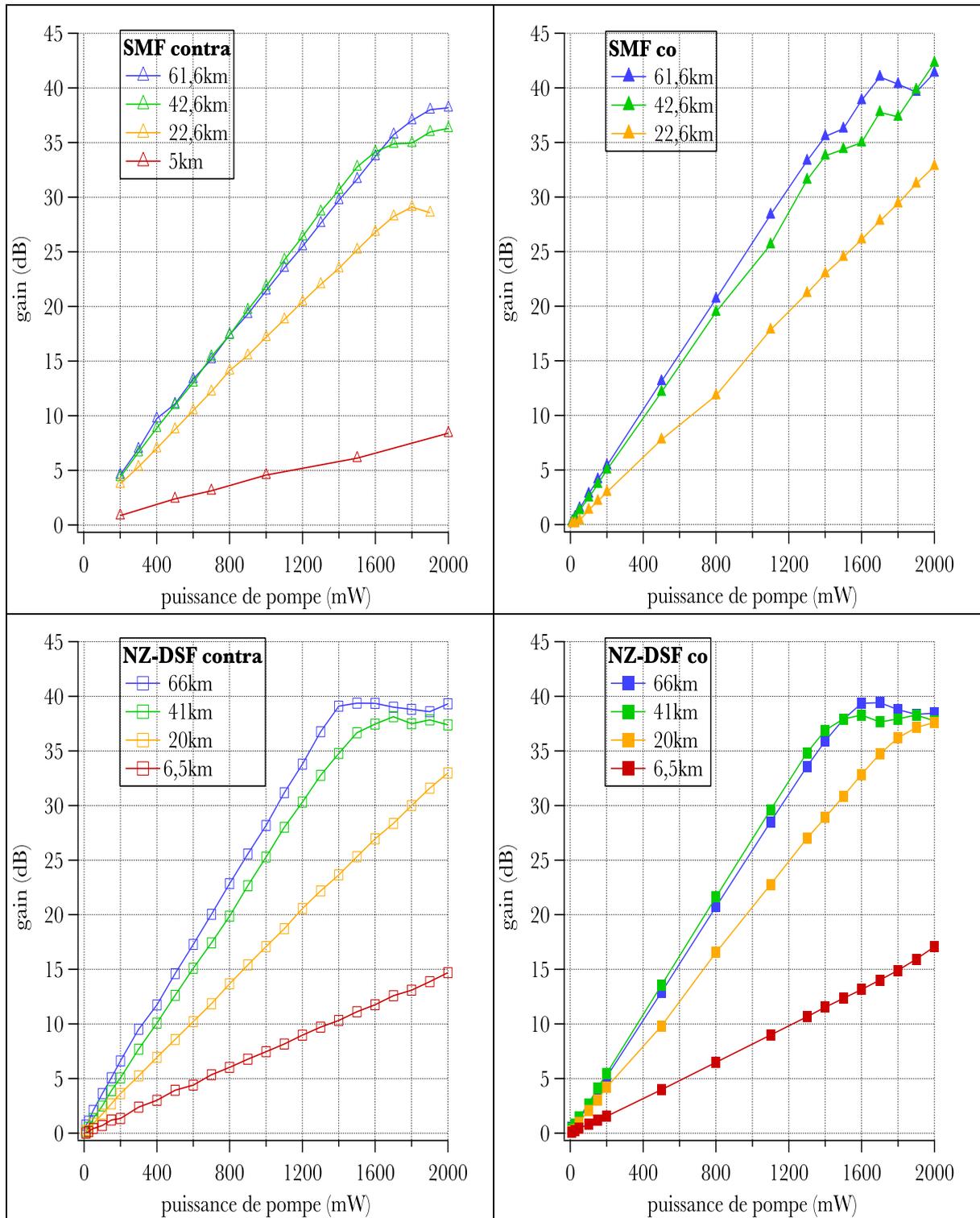


Figure 4.12: gain on/off avec la SMF28 et la NZ-DSF en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs de fibre.

	α_p (dB/km)	L (km)	L_{eff} (km)	g_R/A_{eff} co ($10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$)	g_R/A_{eff} contra ($10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$)
SMF28	0,23	5	4,7	NA	$4,0 \pm 0,1$
	0,22	22,55	17,8	$4,30 \pm 0,02$	$3,9 \pm 0,1$
	0,215	42,6	27,9	$3,56 \pm 0,07$	$3,1 \pm 0,1$
	0,22	61,6	33,7	$3,0 \pm 0,1$	$2,68 \pm 0,04$
NZ-DSF	0,27	6,5	6,0	$6,42 \pm 0,02$	$5,63 \pm 0,01$
	0,24	20	15,9	$5,75 \pm 0,06$	$4,82 \pm 0,01$
	0,24	41	26,1	$3,7 \pm 0,1$	$3,7 \pm 0,1$
	0,28	66	30,1	$3,4 \pm 0,1$	$3,4 \pm 0,1$

Tableau 4.6: coefficients de gains Raman calculés pour les bobines de SMF28 et de NZ-DSF

Le tableau 4.6 regroupe les coefficients Raman g_R divisés par l'aire effective de la fibre A_{eff} calculés pour chaque configuration d'amplification, seule cette quantité est importante à déterminer puisqu'elle représente la non-linéarité totale de la fibre, le coefficient de gain Raman de la fibre n'intervenant jamais seul. On peut voir dans ce même tableau que le coefficient de gain Raman est dépendant du sens et de l'ordre dans lequel on branche les bobines de fibre et ce, malgré le fait que les connecteurs soient soigneusement nettoyés entre chaque raccordement. Une manifestation de ce phénomène est visible sur la figure 4.13 regroupant les spectres d'émission spontanée amplifiée Raman obtenus pour la même pompe injectée dans trois bobines de fibres montées dans des ordres et des sens différents.

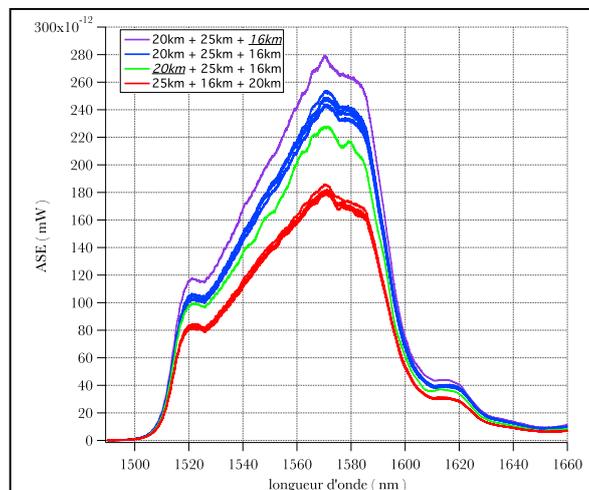


Figure 4.13: fluctuations du gain Raman en fonction de l'ordre d'assemblage des fibres.

Entre deux dispositions différentes, la puissance d'émission Raman spontanée amplifiée mesurée peut varier de 50% pour une même longueur totale de fibre. Les coefficients de gain calculés ici ne seront donc valables que pour les configurations employées lors de cette étude.

On peut voir dans la table 4.6 une diminution du coefficient Raman avec les longueurs de fibre croissantes, ceci peut provenir d'une mésestimation des pertes à la longueur d'onde de pompe. En corrigeant les valeurs de α_p , on accède à une valeur plus stable de g_R/A_{eff} pour une configuration et un type de fibre donnés (voir tableau 4.7).

	α_p (dB/km)	g_R/A_{eff} co	g_R/A_{eff} contra
SMF28	0,188	$4,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$
NZ-DSF	0,265	$6,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$	$6,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$

Tableau 4.7: coefficients de gains Raman estimés pour les bobines de SMF28 et de NZ-DSF

Intéressons nous maintenant à l'évolution du spectre d'émission Raman spontanée lorsque l'on augmente la puissance de pompe. On peut voir sur la figure 4.14 un resserrement du spectre d'émission spontanée lorsque l'on augmente la puissance de pompe. On passe de 58nm de largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) pour 200mW de puissance de pompe à 10nm FWHM pour 2W de pompe.

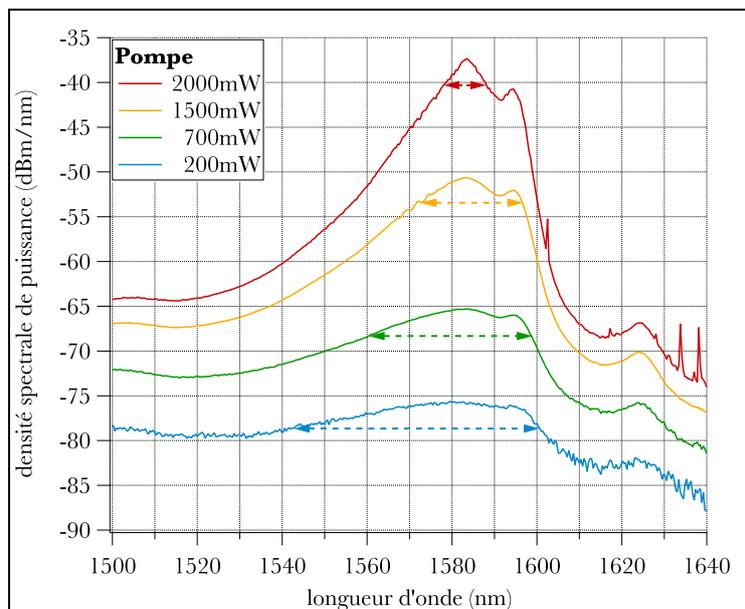


Figure 4.14: spectres d'ASE Raman contra-propageant avec 20km de SMF pour différentes puissances de pompe injectées.

Si l'on se reporte à l'équation 3.11 décrivant l'émission spontanée amplifiée en contre-propageant, pour de grandes longueurs de fibre (ici 20km) et les fortes puissances de pompe (plus de 500mW), elle se réduit à:

$$N_{ASE}(0) \approx e^{-\alpha L} \exp(kN_{P_0} L_{eff}) \quad (4.6)$$

On a donc, une relation de type linéaire entre la puissance d'émission spontanée P_{ASE}^{dBm} en dBm et la puissance de pompe injectée P_{P_0} en Watt:

$$P_{ASE}^{dBm}(\lambda) \approx C_1 + P_{P_0} \cdot g_R(\lambda) \cdot C_2 \quad (4.7)$$

les constantes C_1 et C_2 ne dépendant que de la fibre employée.

Ceci nous permet de voir que tous ces spectres sont équivalents lorsqu'ils sont normalisés à la puissance de pompe injectée. La figure 4.15 représente les spectres de $(P_{ASE}^{dBm}(\lambda) - C_1)/P_{P_0}$ pour différentes puissances de pompe qui sont donc proportionnels au spectre de gain Raman $g_R(\lambda)$, elles présentent donc toutes des largeurs spectrales $\Delta\nu$ tout à fait semblables et qui ne dépendent plus de la puissance de pompe injectée dans la fibre, d'environ 30nm.

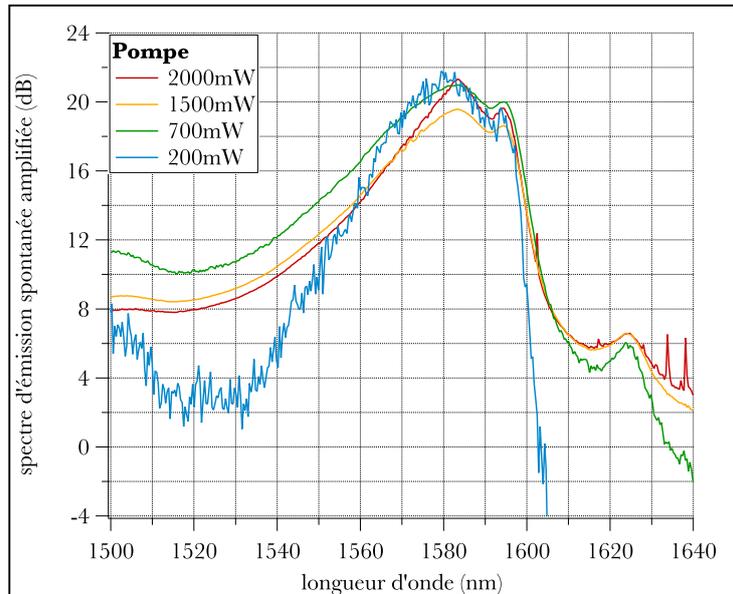


Figure 4.15: spectres d'ASE Raman contra-propageant avec 20km de SMF, normalisés à la puissance de pompe injectée

IV.2.2. performances en co-propageant ou contra-propageant

Il a été vu, chapitre II que l'amplificateur Raman en régime paramétrique ne devrait pas présenter de différence de gain net pour un même type de fibre que l'on se place en co- ou en contra-propageant. Chapitre 3, le calcul de l'émission spontanée Raman en co- et en contra-propageant nous a mené à deux résultats distincts. Si l'on s'intéresse aux performances de ces deux types d'amplificateurs Raman, on s'attend donc à voir apparaître des distinctions en termes de rapport signal à bruit et de RIN.

IV.2.2.a. brouillage du signal par diffusions Brillouin stimulées multiples du faisceau signal

Pour commencer, un phénomène dommageable pour l'application à l'amplification de signaux opto-hyperfréquence s'est manifesté en phase exploratoire de l'expérimentation qui sera à prendre en compte pour la suite. En envoyant dans une fibre de 20km de SMF28 un signal d'entrée de longueur d'onde 1570nm et d'une puissance de 1mW, on voit apparaître en augmentant la puissance de pompe un second signal à une longueur d'onde décalée de 0,086nm, puis un troisième signal décalé d'autant par rapport au second (voir figure 4.16). Ces deux signaux vont se développer et profitant en plus de l'amplification Raman ils finissent par brouiller complètement le signal de départ par des effets de mélange à quatre ondes. L'apparition de ces signaux décalés d'environ 10,5GHz et 21GHz par rapport au signal est due à de la diffusion Brillouin stimulée.

La diffusion Brillouin est un processus non linéaire très efficace qui se rapproche beaucoup de la diffusion Raman et faisant intervenir non pas des phonons optiques mais une onde acoustique, d'où les différences d'ordre de grandeur du décalage obtenus pour l'onde Stokes. Une autre différence notable est que la diffusion Brillouin ne se produit que dans la direction opposée à celle de propagation du signal. Ceci explique que le signal décalé de 21GHz soit bien plus puissant que celui décalé de 10,5GHz (voir figure 4.16), puisque résultant de la diffusion Brillouin stimulée du premier Stokes Brillouin, il se propage dans la même direction que le signal (contrairement au signal décalé de 10,5GHz qui est contra-propageant au signal et pour lequel on n'observe que sa diffusion arrière).

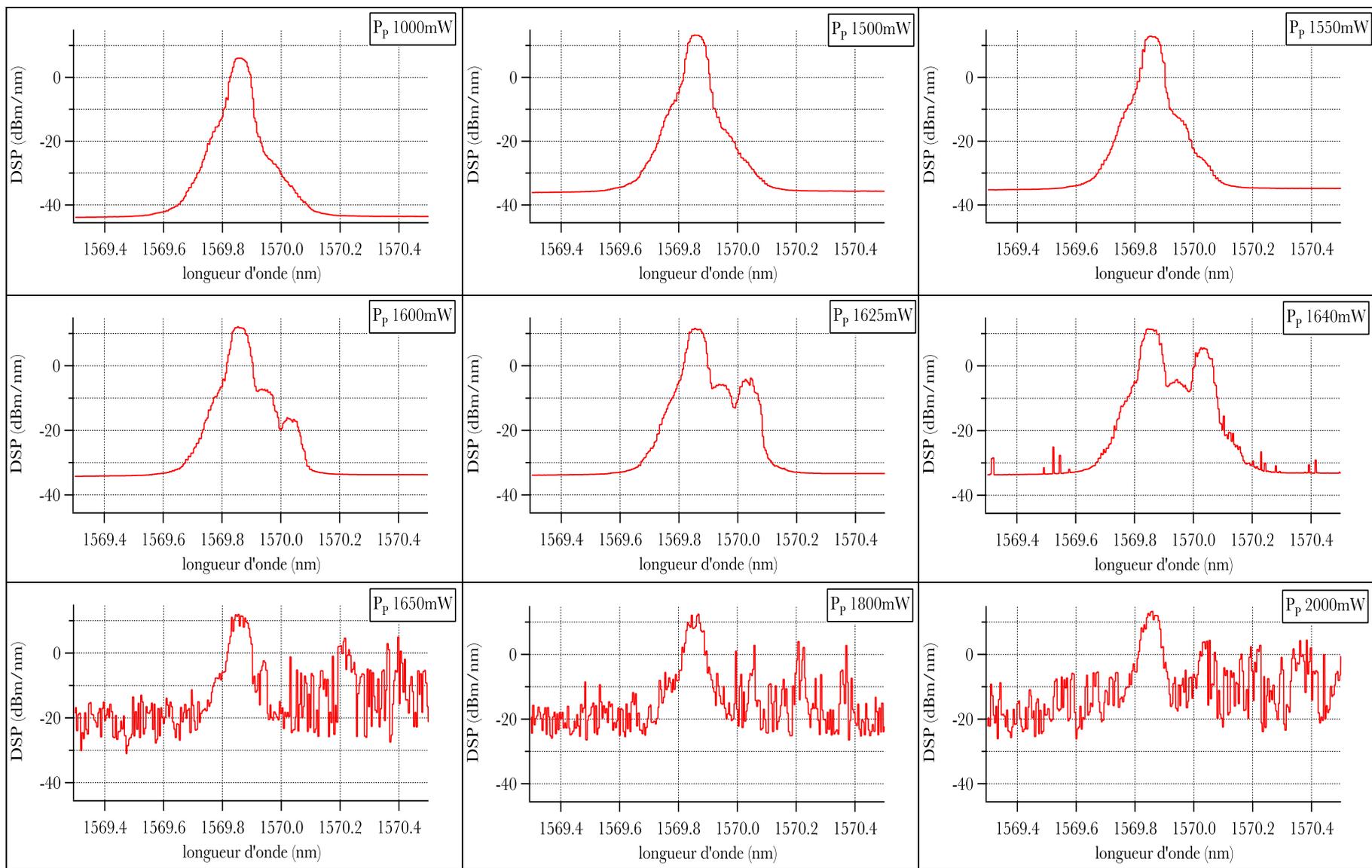


Figure 4.16: évolution du spectre de signal avec la puissance de pompe injectée

Comme la diffusion Raman stimulée, la diffusion Brillouin stimulée est un phénomène à seuil, seuil qui a ici été atteint. Ce seuil est défini comme la puissance de signal injectée nécessaire pour qu'on retrouve en entrée autant de puissance Stokes qu'on a de puissance signal en sortie, il dépend entièrement des paramètres de la fibre: longueur, pertes (via la longueur effective), aire effective, coefficient de gain Brillouin: $P_{cr} \approx 21 \cdot A_{eff} / g_B L_{eff}$. Les données disponibles dans la littérature prévoient un seuil situé autour de 20mW, ce qui est en bonne adéquation avec les observations. La finalité de l'amplificateur étant d'avoir des signaux modulés hyperfréquence amplifiés à un niveau de puissance ne saturant pas les photodétecteurs (typiquement 10mW), nous n'aurons pas à craindre l'apparition d'ondes Stokes Brillouin et nos mesures sont effectuées dans ces conditions. Bien sûr, ces seuils sont susceptibles d'augmenter, ce qui conduirait à limiter l'amplification Raman. Nous proposerons, dans la section IV.4 une méthode pour pallier à cet inconvénient dans le cas de signaux hyperfréquences véhiculés par un laser bifréquence.

IV.2.2.b. performances de l'amplificateur Raman

Ceci étant dit, il est temps de nous intéresser plus spécifiquement aux performances de l'amplificateur Raman en termes de gain et de bruit. Le montage expérimental étant celui présenté en début de chapitre (figures 4.1 et 4.2), ont été réalisées plusieurs séries de mesures en variant la puissance de pompe injectée dans la fibre d'une part et en variant la longueur totale de fibre d'autre part et ce pour chaque type de fibre SMF28 et NZ-DSF. Les différentes longueurs de fibre sont obtenues en reliant les fibres bout à bout pour les longueurs excédant 30km.

On a donc pour la SMF28 des mesures avec:

- ✓ 5km
- ✓ 22,55km
- ✓ 42,6km (22,55km+20,05km)
- ✓ 61,6km (22,55km+20,05km+19,01km)

et pour la NZ-DSF des mesures avec:

- ✓ 6,5km
- ✓ 20km
- ✓ 41km (20km+21km)

✓ 66km (20km+21km+25km)

La bobine de 25km de NZ-DSF provient d'une autre source que les autres bobines. Cette bobine de 25km ne présente aucune information si ce n'est que c'est de la NZ-DSF, elle a été utilisée pour les expériences à grandes longueurs bien que ses caractéristiques ne soient pas aussi complètes que celles des autres bobines.

D'autre part, les mesures accomplies avec la bobine de 5km de SMF28 accusent moins de données comparées à celles des autres bobines car la 5km avec laquelle j'ai démarré les premiers tests a malheureusement "grillé" lors d'une mesure.

i. mesures des densités spectrales d'émission spontanée amplifiée et de gain Raman net

Tous les résultats expérimentaux concernant l'émission spontanée amplifiée Raman mesuré au moyen de l'analyseur de spectre optique centré à la longueur d'onde du signal, 1570nm, sur une bande spectrale de 3nm, sont reportés figure 4.17. Cette figure représente l'évolution de la puissance d'émission spontanée amplifiée en dBm ($P^{dBm} = 10 \cdot \log P^{mW}$) pour des puissances de pompe injectées croissantes jusqu'à 2W. Sur la figure suivante, 4.18, sont retranscrits les résultats établis pour le gain net de l'amplificateur Raman mesuré dans les mêmes conditions. Le signal envoyé dans la fibre se situe à 1570nm, la puissance injectée est mesurée à l'entrée de la fibre (après le premier multiplexeur, voir figure 4.1 et 4.2) et la puissance amplifiée comme indiqué par le placement de l'analyseur de spectre optique sur les figures 4.1 et 4.2.

On remarquera (figure 4.18) que le gain net maximum atteint pour ces conditions expérimentales est de l'ordre de 30dB, que l'on se place en co- ou en contra-propageant. Ce qui est très satisfaisant pour l'utilisation visée, les signaux hyperfréquences amplifiés devant se situer à une puissance d'environ 10dBm (10mW) afin de ne pas saturer les photodétecteurs, on peut partir avec des signaux d'entrée aussi faibles que -20dBm (10μW).

L'émission Raman spontanée amplifiée et le gain net de l'amplificateur étant des paramètres relativement liés, il est intéressant de discuter les résultats de l'émission spontanée amplifiée et ceux du gain net en parallèle.

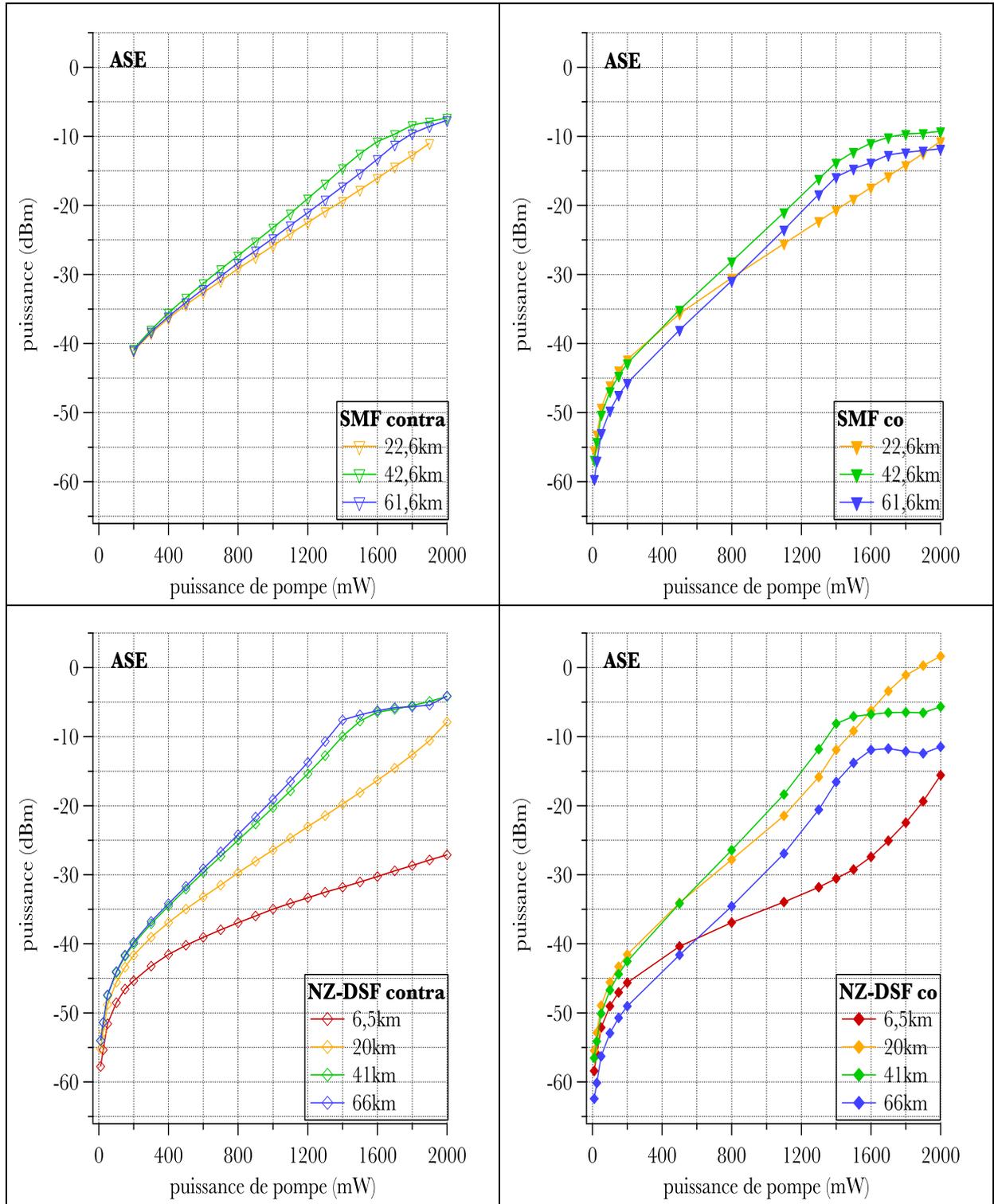


Figure 4.17: puissance d'émission Raman spontanée amplifiée mesuré à l'OSA sur 3nm autour de 1570nm pour différentes longueurs de fibres SMF28 et NZ-DSF.

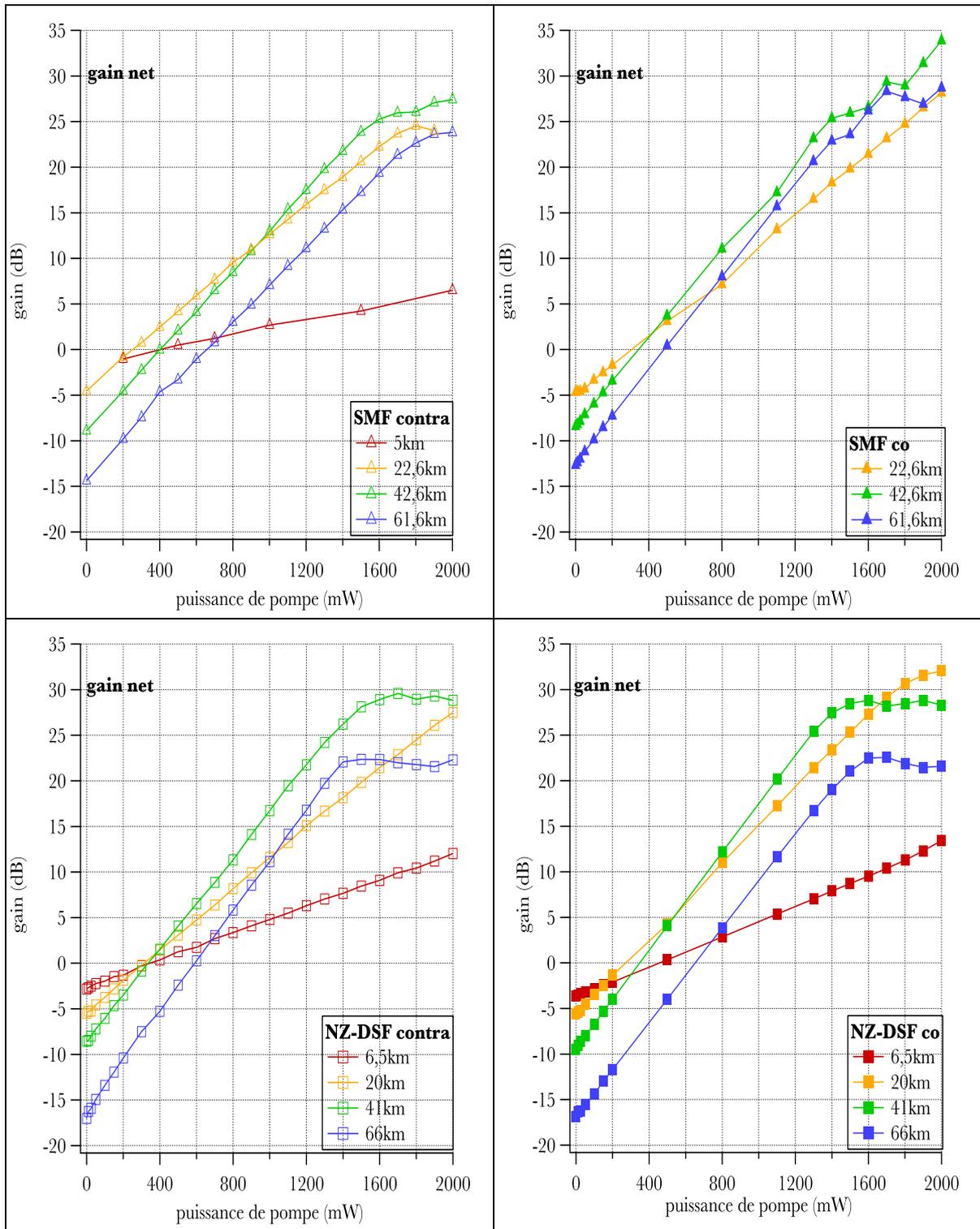


Figure 4.18: gain net de l'amplificateur Raman mesuré à l'OSA pour différentes longueurs de fibres SMF28 et NZ-DSF.

ii. limitation des performances à haute puissance de pompe

Dans un premier temps, on peut noter que dans la zone d'intérêt (gain net positif) on a bien, comme l'on s'y attendait une augmentation linéaire de la puissance d'émission spontanée amplifiée Raman avec la puissance de pompe (voir plus haut, eq. 4.7). Toutefois, les courbes d'émission spontanée amplifiée finissent par subir une certaine saturation lorsque l'on atteint des puissances de pompe plus importantes, surtout pour les grandes longueurs de fibre (plus de 40km). Cette saturation est également visible sur les courbes de gain net et elle se produit que l'on se place en co-propageant ou en contra-propageant, pour les deux types de fibre. Si l'on regarde plus attentivement l'allure du spectre du signal ou de l'émission spontanée pour ces puissances de pompe, on aperçoit quand débute la saturation l'apparition de fluctuations d'intensité (voir figure 4.19).

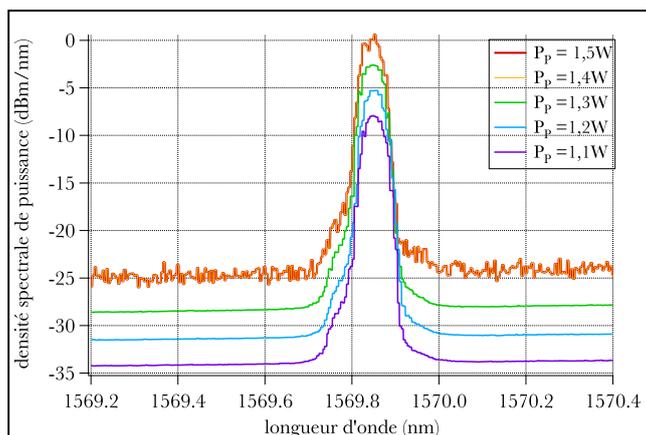


Figure 4.19: spectres de signal en contra-propageant, 66km de NZDSF.

Ces fluctuations d'intensité sont probablement dues à de la double rétrodiffusion Rayleigh (DRB pour "double Rayleigh backscattering") [94, 95]. Lorsque le signal se propage dans la fibre, il est diffusé dans toutes les directions par le phénomène de diffusion Rayleigh qui est la conséquence de fluctuations de l'indice de réfraction du cœur de la fibre ayant pour origine des fluctuations de concentrations inhérentes à la fabrication des fibres (d'où la limite fondamentale des pertes de la fibre). Tout ce signal diffusé, qui se situe donc à la longueur d'onde du signal, n'est cependant pas perdu puisque la fibre en recapture une partie qui est contra-propagée et peut à nouveau subir de la diffusion Rayleigh et revenir dans le sens du signal. Ce bruit Rayleigh traverse donc l'amplificateur à deux reprises, et comme le phénomène se produit tout au long de la fibre tous ces photons Rayleigh présentent des

phases très dispersées. On se retrouve donc en sortie d'amplificateur avec des interférences entre ces photons et le signal qui induisent des fluctuations d'intensité du signal amplifié [96]. Ce qui est vrai pour le signal l'est d'autant plus pour l'émission spontanée amplifiée qui se propage déjà dans les deux sens dans la fibre. Diverses équipes de recherche [97, 98] ont d'ailleurs démontré l'existence d'un optimum de la puissance de pompe injectée au-delà duquel on commence à dégrader les performances de l'amplificateur Raman.

iii. limitation des performances en co-propageant

➤ Cette dégradation des performances de l'amplificateur apparaît sous une forme différente pour la fibre de 6,5km de NZ-DSF en co-propageant. Sur la figure 4.17, on peut voir au lieu d'une saturation une envolée de l'émission spontanée amplifiée alors que le gain net du signal reste, quant à lui, tout à fait linéaire. Ce changement n'est, de plus, pas présent en configuration contra-propageante. Ce changement d'inflexion de la courbe d'émission spontanée en co-propageant est très perceptible sur la NZ-DSF de 6,5km et semble se produire de façon moins marquée pour les autres longueurs de NZ-DSF. La SMF28 ne semble pas touchée par le problème (pour les longueurs représentées ici). Une étude complémentaire a donc été menée afin de déterminer la source de ce bruit qui ne semble pas dû à la seule émission spontanée amplifiée Raman. Elle consiste à étudier le spectre d'émission spontanée amplifiée sur une plage plus étendue que les 3nm utilisés jusqu'alors (voir figure 4.20).

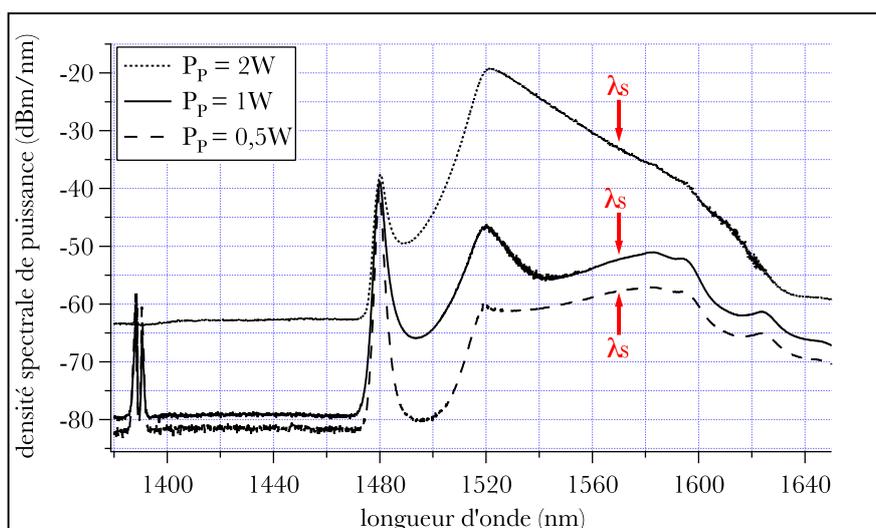


Figure 4.20: spectres de sortie en co-propageant, 6,5km de NZ-DSF.

Comme on peut le noter sur la figure 4.20, le fait de se trouver en co-propageant, qui plus est avec une courte longueur de fibre, rend l'amplificateur sensible aux restes de la pompe. En effet, si, pour les faibles puissances de pompe, on n'est pas gêné par la pompe qui est en partie atténuée par le multiplexeur (en dessous de 1500nm), plus on monte en puissance, plus le spectre de la pompe s'élargit pour finir par empiéter à la longueur d'onde du signal introduisant ainsi une source de bruit additionnelle. Il suffit pour s'en convaincre d'observer les spectres de pompe transmis par la fibre sans le multiplexeur de sortie (figure 4.21).

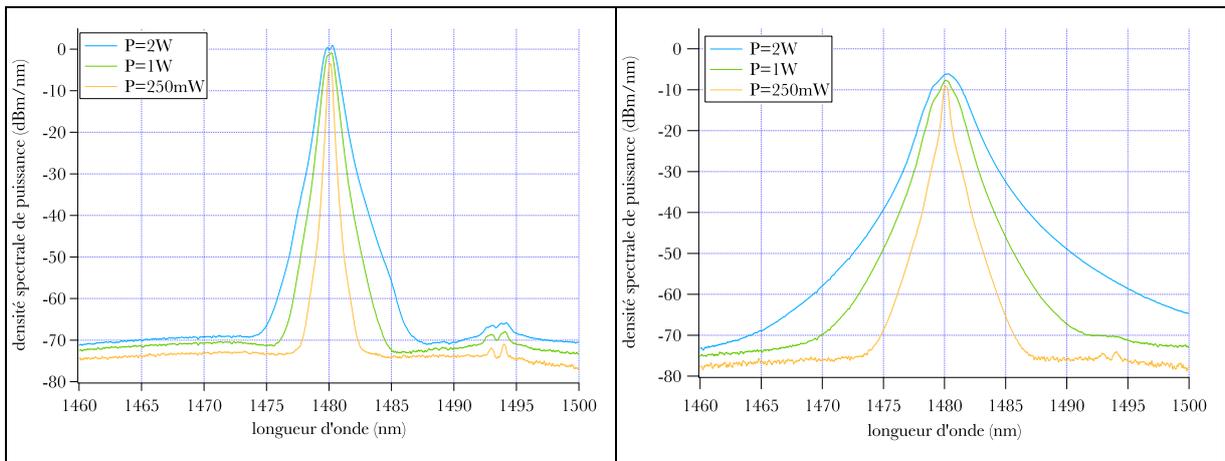


Figure 4.21: spectres de pompe en entrée et en sortie de 6,5km de NZDSF.

On note un net élargissement du spectre de la pompe après sa traversée des 6,5km de NZ-DSF. Cet élargissement, qui tire vraisemblablement son origine dans le mélange à quatre ondes, est d'autant plus important que la puissance de pompe injectée augmente. Ce phénomène est moins important pour les grandes longueurs de fibre puisque l'augmentation de la longueur de fibre correspond à une augmentation du ΔkL . Le phénomène est également atténué dans la fibre SMF28 dont la dispersion est plus élevée à 1480nm, pour la SMF28 $D = 12,5 ps.nm^{-1}.km^{-1}$ contre $1 ps.nm^{-1}.km^{-1}$ pour la NZ-DSF soit une dispersion quasi-nulle (zéro de dispersion décalé vers la longueur d'onde de pompe).

Il s'agit donc bien du pied de la pompe qui vient atteindre les longueurs d'onde où il existe du gain Raman et qui, de ce fait, se retrouve amplifié par effet Raman stimulé et dégrade considérablement le bruit de l'amplificateur. C'est l'un des désavantages de la configuration co-propageante. En effet, en configuration contra-propageante, la pompe peut s'élargir de la même manière, cela n'affecte pas le gain net de l'amplificateur et le bruit reste limité par l'émission spontanée amplifiée Raman (voir figure 4.22).

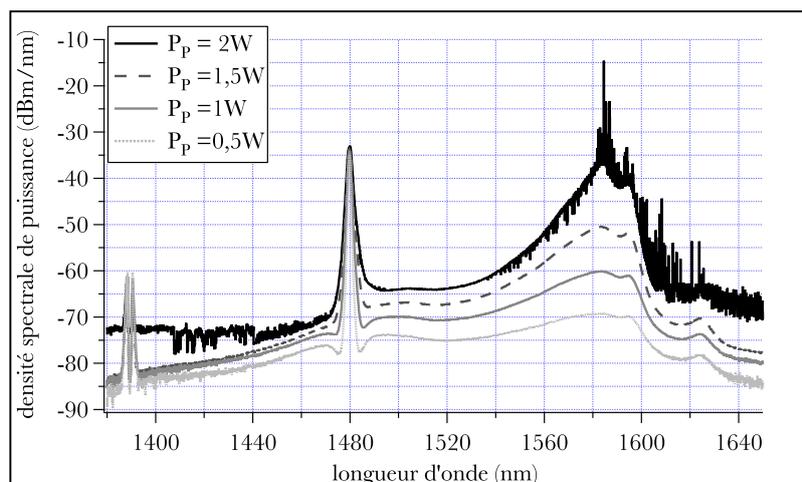


Figure 4.22: spectres d'ase en contra-propageant, 20km de SMF.

➤ La configuration co-propageante présente un autre désavantage qui s'avère rédhibitoire pour notre application optique/hyperfréquence: l'apparition d'un excès de bruit aux pieds du signal porteur de bandes latérales situés dans la bande hyperfréquence (voir figure 4.23). La configuration co-propageante présente des accords de phase favorisant l'apparition d'effets délétères au pied de la porteuse, probablement de l'instabilité modulationnelle [99, 100].

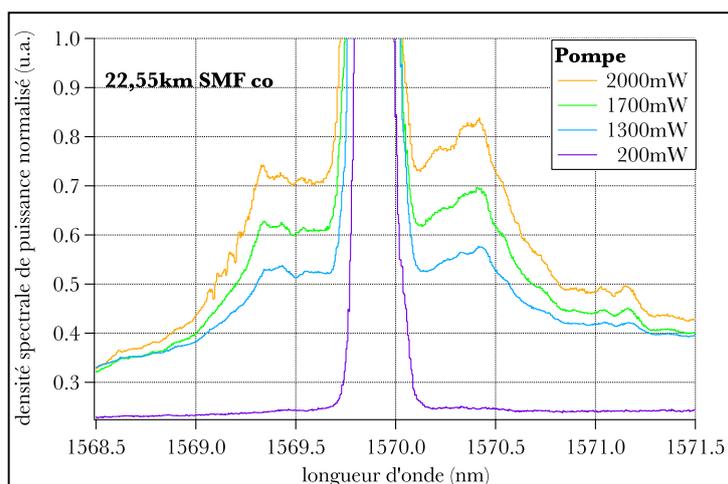


Figure 4.23: spectres de signal normalisés en sortie d'amplificateur Raman co-propageant.

Le signal se propageant dans la fibre peut être soumis à de faibles perturbations d'amplitude qui le rendent instable. L'instabilité modulationnelle se réfère au développement

spontané et exponentiel de bandes latérales sur un signal se propageant dans un milieu non linéaire dispersif, elle est généralement modélisée par l'équation de Schrödinger non linéaire. L'instabilité modulationnelle se produit dans les fibres optiques principalement lorsque celles-ci sont à dispersion anormale ($D > 0$). Avec les fibres monomodes classiques, SMF28, les longueurs d'onde concernées sont supérieures à $1,3\mu\text{m}$, pour la NZ-DSF, il faut dépasser les $1,4\mu\text{m}$. À la longueur d'onde du signal (1570nm) la dispersion est donc deux fois plus forte pour la SMF ($18\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$) que pour la NZ-DSF ($9\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$). Ceci pourrait expliquer que les conditions d'accord de phase soient remplies pour la SMF et moins bonnes pour la NZ-DSF dans laquelle le signal ne subit qu'un élargissement de son spectre (voir figure 4.24).

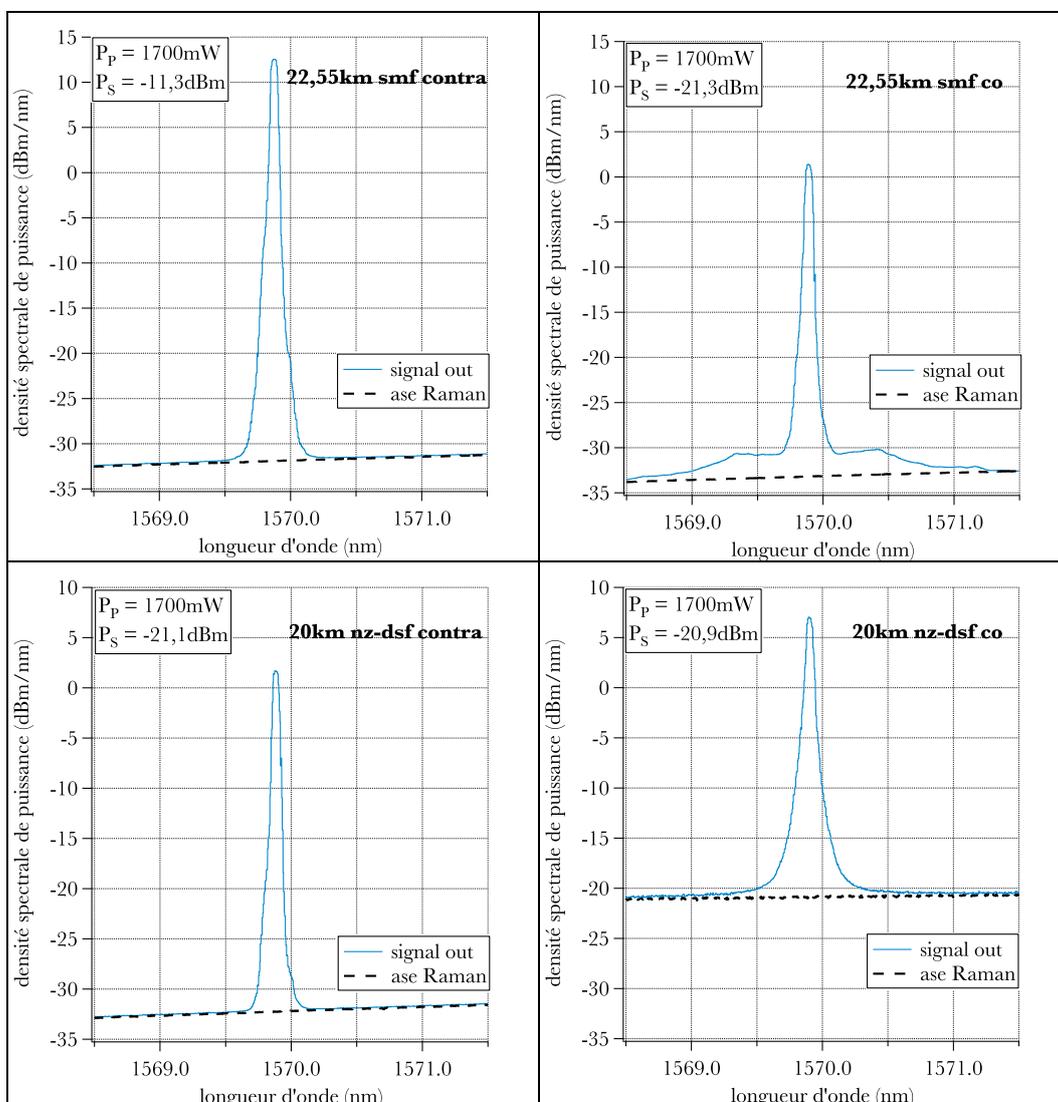


Figure 4.24: spectres de signal et d'ase en sortie d'amplificateur Raman.

Pour ce qui est de la différence en termes de qualité d'amplification entre les deux types de fibres, on voit figure 4.18 que des gains Raman un peu plus importants peuvent être atteints avec la NZ-DSF du fait de sa plus grande non-linéarité (diamètre de cœur plus faible). Cette différence est d'autant plus frappante que la fibre est courte: gain maximum de 13dB avec 6,5km de NZDSF contre 6,5dB pour 5km de SMF28. Mais, pour cette même raison, les phénomènes de saturation apparaissent également plus précocement. Toutefois, le décalage du zéro de dispersion de la NZ-DSF vers les plus grandes longueurs d'onde et donc sa plus faible dispersion à la longueur d'onde de signal semble rendre moins efficaces les processus nécessitant l'accord de phase (notamment l'instabilité modulationnelle, voir figure 4.24).

Dans l'ensemble, on peut donc dire que la configuration co-propageante est bien moins bien adaptée à l'application optique-hyperfréquence que la configuration contra-propageante: on subit plus de bruit en co-propageant à cause de la présence de la pompe, de plus des bandes latérales hyperfréquences apparaissent au pied du signal.

Dans tout ce qui suivra, nous nous concentrerons donc sur les performances de l'amplificateur Raman contra-propageant.

iv. OSNR et RIN en contra-propageant

L'évolution du rapport signal à bruit et du RIN sont présentés figure 4.25. Le rapport signal à bruit optique (OSNR) est représenté en fonction de la puissance de pompe en entrée (directement relié aux figures 4.17 et 4.18). Quant au RIN, il est représenté en fonction du gain net de l'amplificateur. Cette dernière représentation permet d'accéder aux performances des différents amplificateurs et de comparer ces performances pour un même niveau d'amplification sans être distrait par la puissance de pompe qui a été nécessaire pour atteindre ce gain net.

En plus des résultats expérimentaux, ont été regroupées sur la figure 4.25 les simulations (pointillés) effectuées à partir des expressions du gain net (équation 2.17) et de la puissance d'émission spontanée amplifiée Raman contra-propageante (équation 3.11). Comme on peut le voir, ces simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et le modèle de la pompe sans déplétion est donc valide pour notre dispositif expérimental.

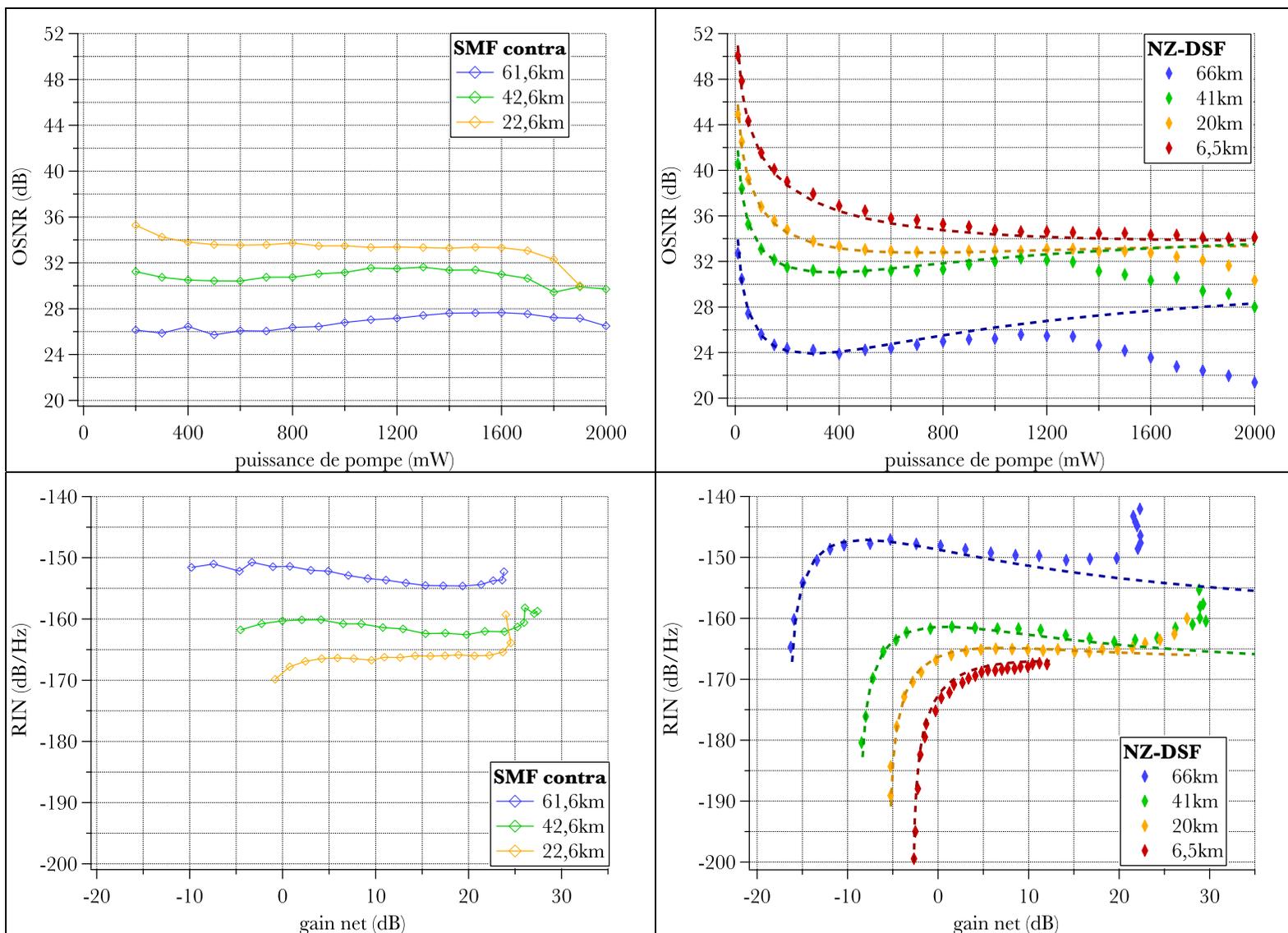


Figure 4.25: OSNR et RIN de l'amplificateur Raman contra-propageant pour différentes longueurs de fibres SMF28 et NZ-DSF.

Ce qui est évident lorsque l'on observe la figure 4.25 c'est que l'augmentation de la longueur de la fibre n'améliore pas les performances de l'amplificateur Raman fibré. Ceci est dû au fait que plus longue est la fibre, plus importante est l'absorption à laquelle signal et pompe sont soumis, d'où, par exemple, l'intervention de la longueur effective dans l'expression du gain net. Pour les fibres courtes, cette longueur effective est très proche de la longueur réelle de la fibre (à peine 10% de différence entre les deux grandeurs) alors que pour les fibres longues elle devient très conséquente (près de 40% d'écart).

Pour un même gain net, les fibres les plus courtes seront toujours plus compétitives, des gains nets supérieurs à 13dB (6,5km NZ-DSF) sont accessibles en augmentant la puissance de pompe jusqu'à 2W.

Dans les meilleures conditions –fibres courtes, configuration contra-propageante–, on peut accéder avec l'amplificateur Raman fibré à des RIN avoisinant les -170dB/Hz, ce qui est un excellent niveau de RIN si on le rapproche de celui des autres amplificateurs [17]. Il faut, toutefois, noter ce que ce RIN est calculé dans l'hypothèse, réaliste il est vrai, d'un bruit constant en fonction de la fréquence. Des mesures électriques seront nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

IV.2.3. influence de la modulation hyperfréquence

Lorsque ces conditions favorables sont réunies, on peut se demander si la présence de la modulation hyperfréquence ne va pas mettre en route de nouveaux processus et, de ce fait, dégrader les performances de l'amplificateur. C'est un doute légitime, surtout si l'on se souvient des instabilités de modulations qui sont apparues autour du signal en configuration co-propageante. Cependant, le fait de se placer en configuration contra-propageante devrait être suffisant pour nous affranchir de ce genre de scénario catastrophe.

Le signal qui est envoyé dans la fibre optique est donc à présent modulé en hyperfréquence au moyen d'un modulateur Mach-Zehnder. La longueur d'onde du signal reste inchangée, 1570nm. La modulation se fait à la fréquence de 15GHz pour une amplitude de modulation de 10dBm. La fibre qui constitue l'amplificateur Raman est la bobine de

22,55km de SMF28 dans laquelle on injecte une puissance de pompe de 1600mW (on est ainsi en dehors de la saturation, à l’abri de phénomènes de type Rayleigh). Les spectres obtenus avec l’analyseur de spectre ANDO (résolution 2GHz) à 15GHz sont présentés figure 4.26.

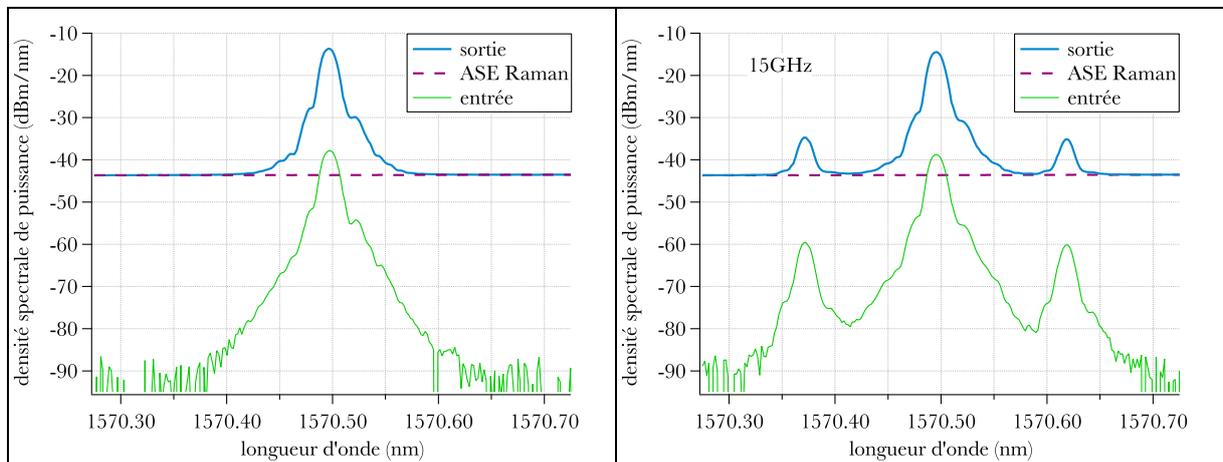


Figure 4.26: spectres de signal modulé ou non à 15GHz et d’émission spontanée amplifiée Raman.

On peut voir figure 4.26 que le niveau de bruit sur le signal modulé amplifié est identique à celui de l’émission spontanée amplifiée Raman. Donc, comme dans le cas d’un signal non modulé le niveau de bruit en sortie d’amplificateur est déterminé par le niveau d’émission spontanée amplifiée Raman. La figure 4.26 montre également un gain net d’amplification identique pour les deux bandes latérales hyperfréquences (25dB). Toutefois on perd un peu en rapport signal à bruit, néanmoins cette perte est inévitable lorsque l’on utilise un amplificateur quel qu’il soit, le tout étant que les bandes latérales ne se perdent pas dans le bruit de l’amplificateur.

On voit que les spectres du signal modulé et non modulé amplifiés par diffusion Raman stimulée sont exactement superposables. On peut donc avancer que la modulation hyperfréquence n’a pas d’incidence spectrale visible sur l’amplification Raman du signal, tout comme elle ne semble pas en avoir sur celle des bandes latérales qui, rappelons le contiennent le signal utile. L’amplificateur Raman fibré paraît donc faire un excellent candidat pour l’amplification de signaux hyperfréquences, il permet en effet une amplification identique des deux lobes latéraux sans perte de profondeur de modulation et un bruit faible sur une large gamme spectrale.

IV.3. Comparaison de l'amplificateur Raman avec un EDFA

Nous allons à présent situer les performances de ces amplificateurs Raman à fibres par rapport aux performances atteintes par un amplificateur à fibre dopée Erbium disponible dans le commerce. Il s'agit de déterminer l'apport, s'il est avéré, de l'amplificateur Raman sur les EDFAs pour l'application optique-hyperfréquence.

IV.3.1. caractéristiques de l'EDFA

L'amplificateur à fibre dopée Erbium qui est utilisé est commercialisé par la société Keopsys. L'amplificateur KPS-BT2-C27-PB-FA est décrit par Keopsys comme un "High Power C-Band Preamplified Booster EDFA". Il permet d'atteindre une puissance de sortie saturée maximale de **27**dBm (d'où son appellation: "EDFA Keopsys 27dBm") pour un signal d'entrée dans la bande C d'une puissance de -3dBm soit un gain saturé de 30dB. La figure 4.28 présente le spectre de gain de ce type d'amplificateur (un KPS-BT2-C30-PB-FA, le nombre 30 correspond à la puissance maximale en sortie d'amplificateur) pour différentes valeurs de puissance du signal d'entrée.

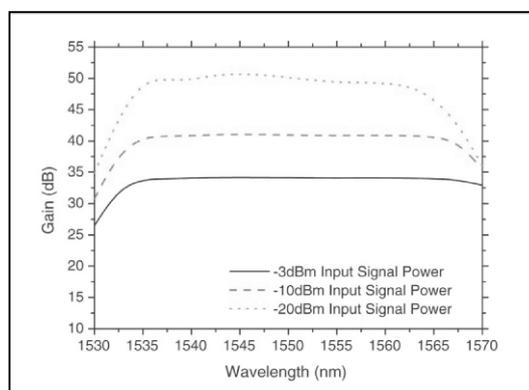


Figure 4.27: spectres de gain d'un "EDFA Keopsys 30dBm".

On voit bien sur la figure 4.27 que le gain en régime petits signaux de l'EDFA Keopsys 30dBm peut être très important, jusqu'à 50dB pour un signal d'entrée de -20dBm. Cette figure fait également apparaître un gain moindre en bord de bande C (1535 à 1565nm) pour les signaux d'entrée de faible puissance qui nous intéressent. Ceci va nous contraindre à tester l'EDFA à 1560nm, de cette façon, nous resterons dans une zone où l'amplificateur Erbium présente les meilleures performances, ceci soulignant, par ailleurs, le fait que l'amplificateur à fibre dopée Erbium est limité en largeur de bande. Nous comparerons ces résultats à ceux qui ont été obtenus pour l'amplificateur Raman qui a été testé à 1570nm. Le tableau 4.8 rassemble les caractéristiques de l'EDFA 27dBm fournies par Keopsys.

Caractéristiques	Valeurs	Notes
Puissance de sortie saturée	27 dBm	pour Pin= -3dBm
Puissance optique d'entrée	de -20 dBm à 0 dBm	
Figure de bruit @1550nm	<5.5dB	pour Pin= -10dBm
Gain petit signal @1550nm	>40dB	pour Pin= -30dBm
Variations du gain	<1.5dB	pour Pin= -3dBm
Dépendance en polarisation du gain	<0.5dB	
Polarization Mode Dispersion (PMD)	<0.5ps	<0.2ps en option

Tableau 4.8: caractéristiques "standard" d'un EDFA Keopsys 27dBm.

À puissance de sortie fixe ($\approx 18\text{dBm}$), on observe à l'analyseur de spectre optique (ANDO), le spectre du signal amplifié pour différentes valeurs de la puissance de signal incidente et avec différentes résolutions de l'analyseur de spectre (voir figure 4.29). La puissance de pompe étant fixée on augmente la puissance de signal de -10dBm à +7dBm. Le gain de l'amplificateur varie alors de 28dB à 10dB.

Quand la puissance du signal d'entrée est faible, le gain de l'EDFA est quasiment constant, on se trouve en régime de fonctionnement linéaire, dit "régime petits signaux". La pompe qui est puissante permet d'obtenir une bonne inversion de population. Mais le signal incident étant faible, une grande quantité d'ions excités ne participent donc pas à son amplification. Ces ions sont donc disponibles pour générer lors de leur désexcitation des photons d'émission spontanée qui sont, par la suite, amplifiés. Plus on augmente la puissance du signal injecté dans l'EDFA, plus ce signal dépeuple le niveau excité pour permettre son amplification, on a

alors moins de photons d'émission spontanée produits. C'est ce que l'on observe sur la figure 4.28.

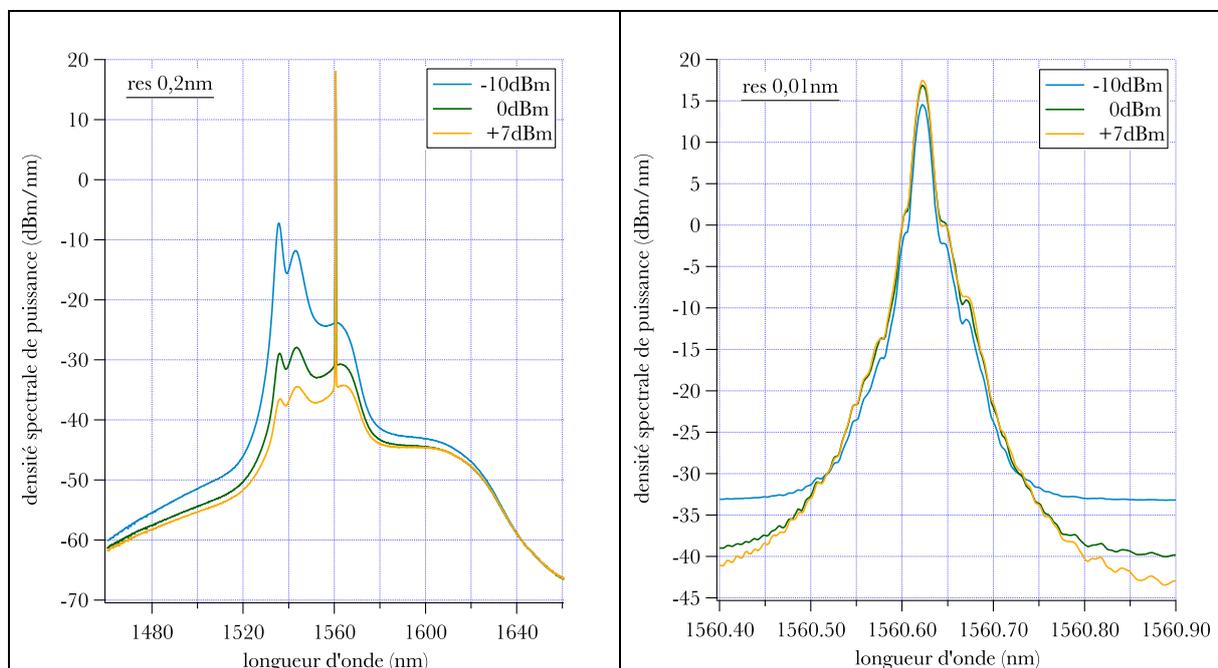


Figure 4.28: spectres de signal en sortie d'EDFA 27dBm pour des signaux d'entrée de -10, 0 et +7dBm

Lorsque la puissance de signal incidente devient très importante, elle dépeuple le niveau excité, l'inversion de population n'est plus suffisante, on se trouve en régime de saturation du gain par le signal.

IV.3.2. résultats

Pour comparer les performances de l'amplificateur à fibre dopée Erbium à celles des amplificateurs Raman à fibre, on injecte dans l'EDFA un signal de puissance constante et l'on augmente progressivement la puissance de pompe de manière à atteindre des gains comparables à ceux des amplificateurs Raman (environ 30dB). Les puissances d'entrée considérées ici sont de -20dBm, -10dBm et 0dBm, ceci afin de mettre en perspective les effets de la saturation sur les performances de l'EDFA. In fine, les puissances de signal incident qui sont à considérer plus particulièrement pour l'application optique-hyperfréquence se situent autour de -20dBm que l'on amplifie d'une trentaine de décibels. On est donc un régime de

fonctionnement "petits signaux" de l'amplificateur à fibre dopée Erbium.

À puissance de signal constante en entrée de l'EDFA, on augmente donc la puissance de pompe. Dans un premier temps, la puissance de pompe n'est pas assez importante pour assurer l'inversion de population, le signal n'est pas amplifié, une partie du signal est même absorbée par l'amplificateur. On arrive ensuite à un niveau de pompage suffisant pour que le signal incident soit amplifié par émission stimulée avec un gain linéaire par rapport à la puissance de pompe. On peut remarquer sur la figure 4.29 qu'en régime petit signaux ($P_{in} = -20\text{dBm}$), on reste longtemps dans cette zone (typiquement jusqu'à 25dB de gain).

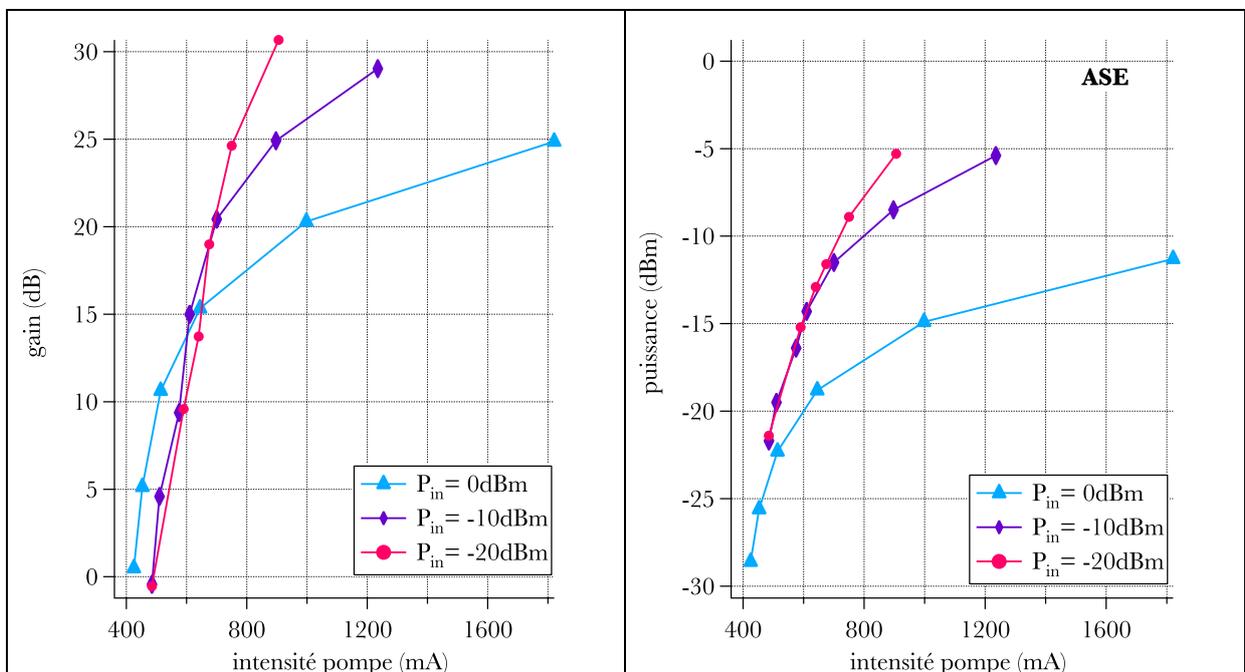


Figure 4.29: gain net et ASE (sur 3nm) en fonction de l'intensité de pompe de l'EDFA 27dBm pour des signaux d'entrée de -20, -10 et 0dBm.

Si l'on augmente encore la puissance de pompe, les photons pompe excitent de plus en plus d'ions disponibles. Quand tous les ions disponibles sont excités, continuer à augmenter la puissance de pompe n'apporte aucun gain supplémentaire au signal, on se trouve en régime de saturation du gain de l'amplificateur par la pompe. On observe l'amorçage de cette saturation sur la figure 4.29 pour les signaux d'entrée de -20, -10 et 0dBm, pour des valeurs respectives de 750, 600 et 500mA de pompe. Cette saturation touche aussi bien le gain que l'émission spontanée amplifiée, l'émission spontanée étant plus touchée que le gain. En effet, on peut voir sur la figure 4.29 qu'en régime non saturé, la puissance d'ASE sature avec

l'intensité de pompe alors que le gain net croît linéairement avec cette intensité de pompe. Cela s'explique si l'on se souvient que l'EDFA fonctionne suivant le principe d'un laser à trois niveaux. En effet, la puissance d'ASE, P_{ASE} résulte de l'intégration sur la longueur de l'amplificateur de la puissance d'émission spontanée P_{SE} amplifiée avec un gain G . On a donc:

$$P_{ASE} = P_{SE} \int_0^L \exp(Gz) dz = \frac{P_{SE}}{G} [\exp(GL) - 1] \approx \frac{P_{SE}}{G} \exp(GL) \quad (4.8)$$

Pour un système à trois niveaux, P_{SE} est proportionnel à la population de l'état supérieur, soit $(N_0 + \Delta N)/2$ et G est proportionnel à ΔN (avec N_0 la population d'ions et ΔN l'inversion de population). La puissance d'ASE exprimée en dBm est donc, à une constante près:

$$P_{ASE}(dBm) = cste + \text{Log} \frac{N_0 + \Delta N}{2\Delta N} + gain(dB) \quad (4.9)$$

Cette expression montre que la puissance d'ASE sature avec la puissance de pompe (ΔN croît linéairement avec cette puissance de pompe) même si l'amplificateur n'est pas saturé, comme observé sur la figure 4.29.

La figure 4.30 regroupe les valeurs de RIN (Relative Intensity Noise) mesurées optiquement pour l'amplificateur Raman à base de fibres NZ-DSF de diverses longueurs ainsi que celles de l'EDFA, toutes ces valeurs étant obtenues avec un signal d'entrée de -20dBm: ainsi, les deux amplificateurs (Raman et EDFA fonctionnent en régime quasi non saturé).

La première observation que l'on puisse faire est que le RIN de l'EDFA décroît avec le gain net de l'amplificateur non saturé. Ce point est en accord avec la saturation de la puissance d'ASE avec l'augmentation du gain net discuté auparavant.

On peut également voir figure 4.30 que l'amplificateur Raman surpasse l'EDFA en termes de RIN optique. Les meilleurs résultats sont obtenus avec la fibre de 6,5km, la plus courte, en raison de pertes par atténuation moins importantes. Dans nos mesure, le gain net atteint avec la fibre de 6,5km se limite à 13dB mais des gains plus importants sont accessibles en augmentant la puissance de pompe ou en augmentant la non-linéarité de la fibre utilisée.

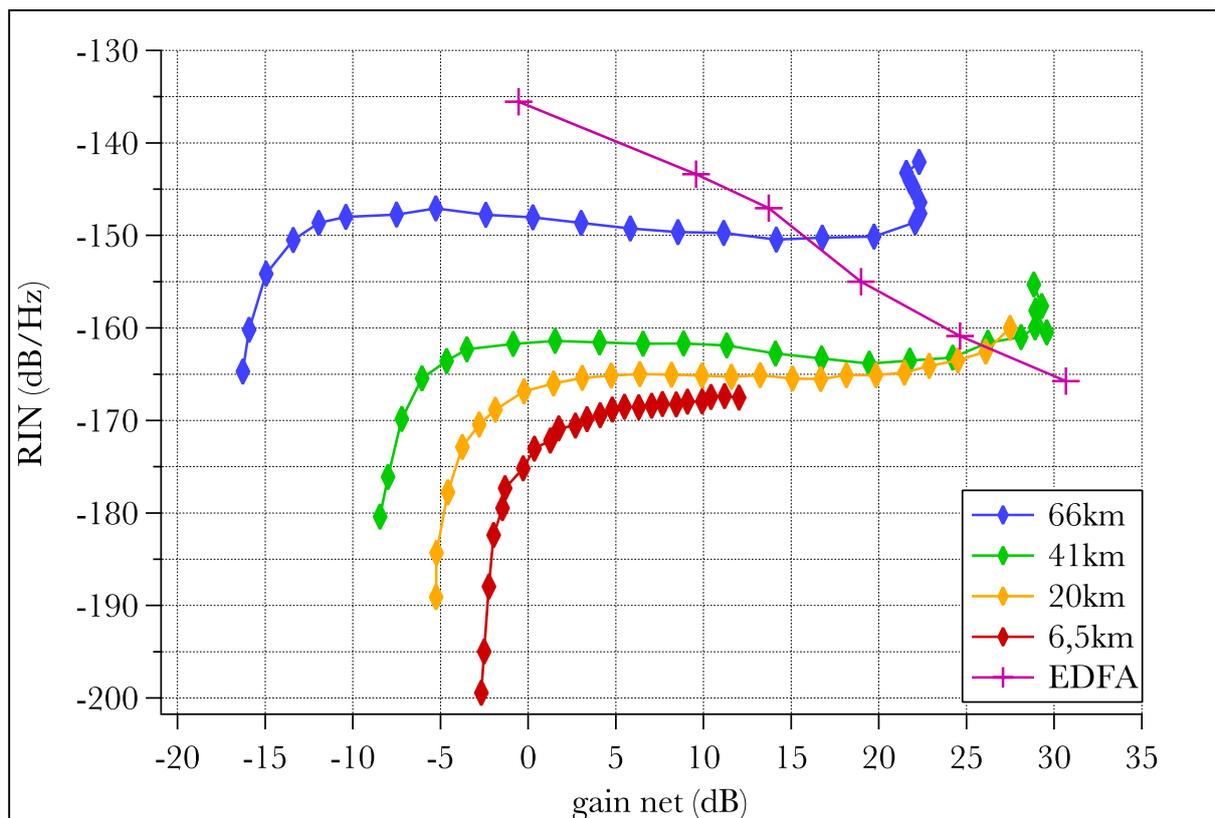


Figure 4.30: RIN de signal en sortie en fonction du gain net de l'amplificateur pour l'EDFA 27dBm et pour les amplificateurs Raman NZ-DSF en contra-propageant (signal d'entrée ≈ -20 dBm).

De plus, on peut noter que contrairement à celui de l'EDFA, le RIN de l'amplificateur Raman est quasiment constant (dans la zone où le gain net est positif). Ceci est à mettre au crédit de l'indépendance du rapport gain-ASE Raman vis-à-vis de la puissance de pompe, alors que l'augmentation du facteur d'inversion de population de l'EDFA conduit à la diminution de son RIN avec le gain.

Toutefois, il faut noter que le meilleur RIN possible de l'EDFA est obtenu pour $\Delta N = N_0$ (inversion totale de population) et qu'il est alors égal à celui d'un amplificateur Raman court.

IV.4. Suppression cohérente du gain

L'expérience présentée dans cette dernière partie fut mise en place afin de démontrer la suppression du gain de diffusion stimulée dans des conditions spécifiques. Pour cela nous travaillons en diffusion Brillouin, dont les propriétés d'émission sont similaires à celles de la diffusion Raman tout en présentant un gain bien plus élevé.

IV.4.1. montage expérimental

Le dispositif expérimental mis en œuvre est présenté figure 4.31 qui regroupe une photographie du montage ainsi qu'un schéma reprenant les divers éléments de ce montage.

Le laser de pompe traverse dans un premier temps un dispositif afocal qui permet de régler la dimension du faisceau, puis un défecteur acousto-optique divise le faisceau en deux, le faisceau défléchi étant décalé de $\delta\nu$ en fréquence par rapport au faisceau transmis. Le faisceau défléchi se réfléchit ensuite sur un miroir piézo-électrique avant de traverser une lame $\lambda/2$ et d'être de nouveau réfléchi, cette fois sur un cube séparateur. Quant au faisceau transmis, il est également réfléchi mais par un miroir diélectrique, puis vient la lame $\lambda/2$ et un second miroir avant d'atteindre le cube séparateur. Après le cube séparateur, les deux faisceaux sont donc réunis et traversent tous deux un polariseur avant d'être injectés dans une fibre optique monomode qui joue le rôle de milieu non linéaire Brillouin.

Les différents éléments du montage sont les suivants:

✓ le laser de pompe est un laser Mephisto (produit par INNOLIGHT) de type Nd:YAG qui délivre une radiation laser monomode et continue pouvant atteindre 2W à la longueur d'onde de 1064nm. Sa largeur spectrale à mi-hauteur est inférieure à 1kHz, pour un RIN inférieur à -150dB/Hz et une longueur de cohérence supérieure à 1km. Le waist du faisceau se situe approximativement à 90mm à l'intérieur de la sortie du laser, w_0 est estimé autour de 170

microns avec une divergence de $1,5/2,0\text{mrad}$ (demi-angle au sommet).

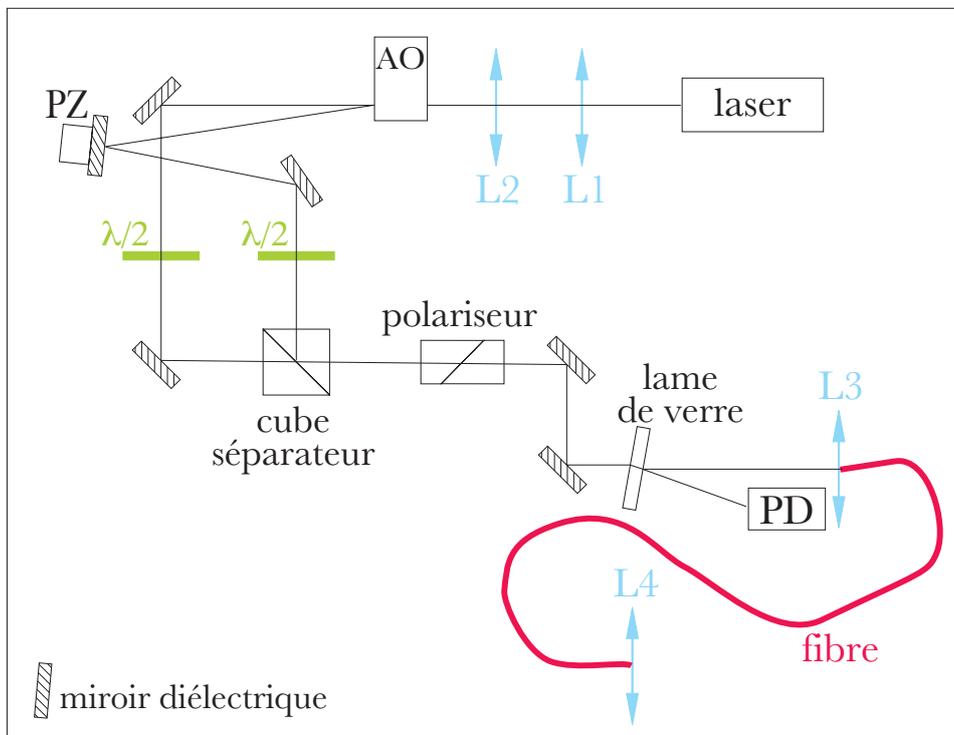
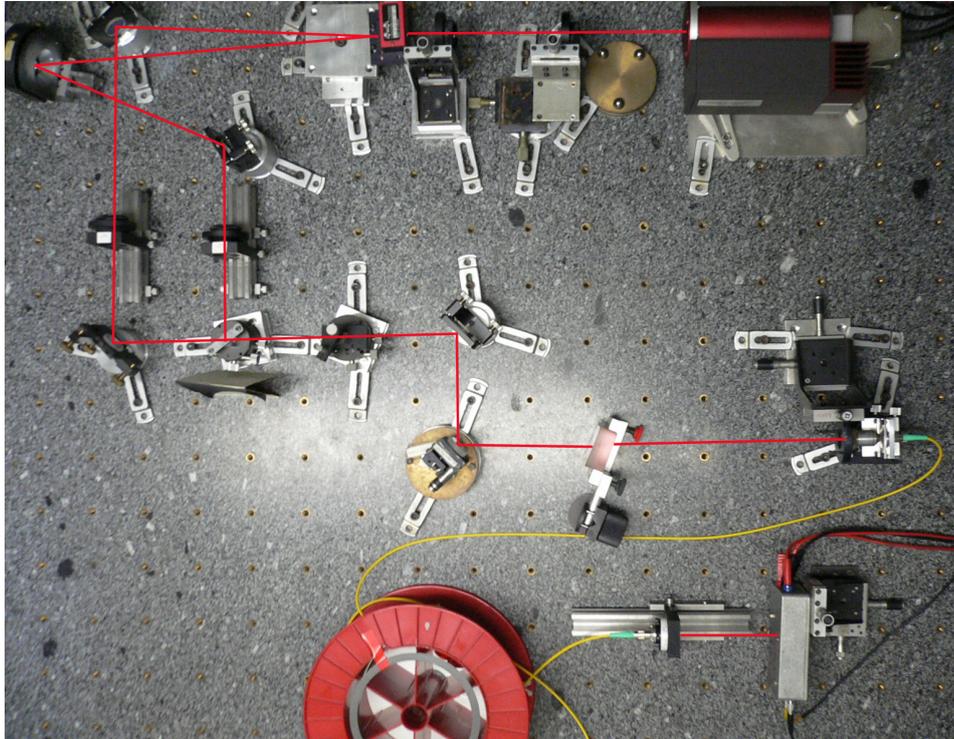


Figure 4.31: dispositif expérimental comprenant: AO: déflecteur acousto-optique, PZ: miroir piézo-électrique, $L_{1,2,3,4}$: lentilles, PD: photodiode, $\lambda/2$: lame demi-onde.

✓ ces données concernant le waist et la divergence du laser permettent de déterminer les caractéristiques du système afocal à employer pour maintenir jusqu'à la fibre optique un diamètre de faisceau adapté aux dimensions de tous les éléments optiques du montage à commencer par le déflecteur dont la pupille d'entrée est limitée en taille. Ceci conduit au choix de lentilles L_1 et L_2 (voir figure 4.31) de focale 31mm et 100mm respectivement.

✓ le défecteur acousto-optique, AA.DTS.X523.04, utilise un cristal de dioxyde de Tellurium (TeO_2) qui bénéficie d'une faible absorption ainsi que d'une faible diffusion de la lumière. Le déflecteur fonctionne pour des longueurs d'onde comprises entre 350 et 1600nm. Pour une polarisation d'entrée "o", la polarisation en sortie de l'acousto-optique est "o" pour le faisceau transmis, "e" pour le faisceau défléchi (voir figure 4.32). La largeur de bande acoustique à 1064nm est de 30MHz, ce qui correspond à un décalage en longueur d'onde de 10^{-4} nm entre les deux ondes.

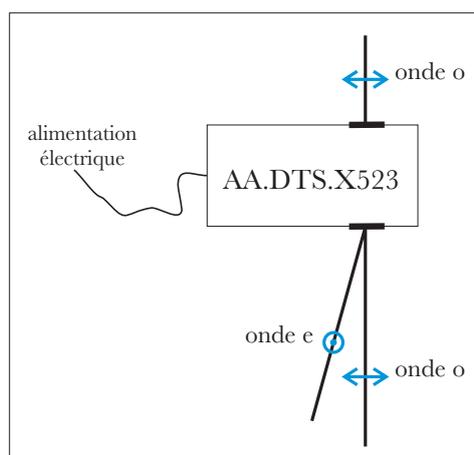


Figure 4.32: déflecteur acousto-optique vu de dessus.

✓ le miroir piézo-électrique permet de modifier le déphasage entre les deux faisceaux issus du déflecteur. Son oscillation en translation se situe dans le plan de la figure 4.31, à une fréquence qui doit rester inférieure à 50Hz. Suivant le voltage qui lui est appliqué avec un générateur basses fréquences, son déplacement atteint une amplitude comprise entre 0 et 30 microns.

✓ les lames $\lambda/2$ et le polariseur assurent que les deux faisceaux entrant dans la fibre se trouvent dans le même état de polarisation

✓ la lame de verre permet de récupérer le faisceau Brillouin rétro-diffusé par la fibre qui est ensuite recueilli par la photodiode (voir schéma de la figure 4.31). Il s'agit d'une photodiode InGaAs faible bruit qui peut également être placée en sortie de fibre (voir photo de la figure 4.31) et qui est reliée à un oscilloscope.

✓ la fibre optique est une fibre de 300m terminée par des connecteurs FC/APC. Elle est monomode à 1060nm, de ce fait, son diamètre de mode est inférieur à ceux des fibres standard monomodes à 1550nm. Elle fait environ $30 \mu\text{m}^2$ d'aire effective avec des pertes avoisinant les 1,5dB/km au maximum. Pour cette longueur de fibre et avec ces paramètres, la puissance de pompe nécessaire pour dépasser le seuil de l'effet Brillouin est de: 44mW. Son décalage Brillouin, $\Delta\nu_B$ qui vaut 8,2GHz, est très supérieur à la différence de fréquence entre les deux ondes pompe (30MHz).

Dans tout ce qui suit, on nommera "faisceau A", le faisceau défléchi par l'acousto-optique et "faisceau B" le faisceau transmis.

IV.4.2. résultats

Ce montage nécessite de coupler suffisamment de puissance dans la fibre afin que chaque faisceau atteigne le seuil Brillouin, mais le nombre d'éléments optiques traversés par les faisceaux divise par 10 la puissance disponible entre la sortie du laser et l'entrée de la fibre. Le couplage dans la fibre se doit donc d'être très efficace.

Ceci fait, on observe à l'oscilloscope différents signaux:

- signal 1, la modulation d'amplitude à laquelle est soumise le miroir piézo-électrique
- signal 2, le Brillouin engendré par le faisceau A, le faisceau B étant bloqué
- signal 3, le Brillouin engendré par le faisceau B, le faisceau A étant bloqué
- signal 4, le Brillouin engendré par les faisceaux A et B envoyés simultanément dans la fibre

Les puissances de pompe en sortie de fibre sont de 46,3mW pour le faisceau A et de 46,0mW pour le faisceau B. Le miroir piézo-électrique est soumis à une modulation à la

fréquence de 5Hz et d'amplitude 466mV ou 166mV, ceci correspond à un déplacement du miroir de 3 ou 1 μ m respectivement, soit une différence de phase de 10π ou 3π . On s'attend donc à observer à l'oscilloscope un signal modulé à une fréquence plus importante que celle du piézo-électrique et qui dépend de l'amplitude de cette modulation de départ.

La figure 4.33 regroupe les signaux rétro-diffusés par la fibre quand on injecte les deux faisceaux simultanément détectés par la photodiode ainsi que la modulation de départ du miroir piézo-électrique (466mV/5Hz ou 166mV/5Hz).

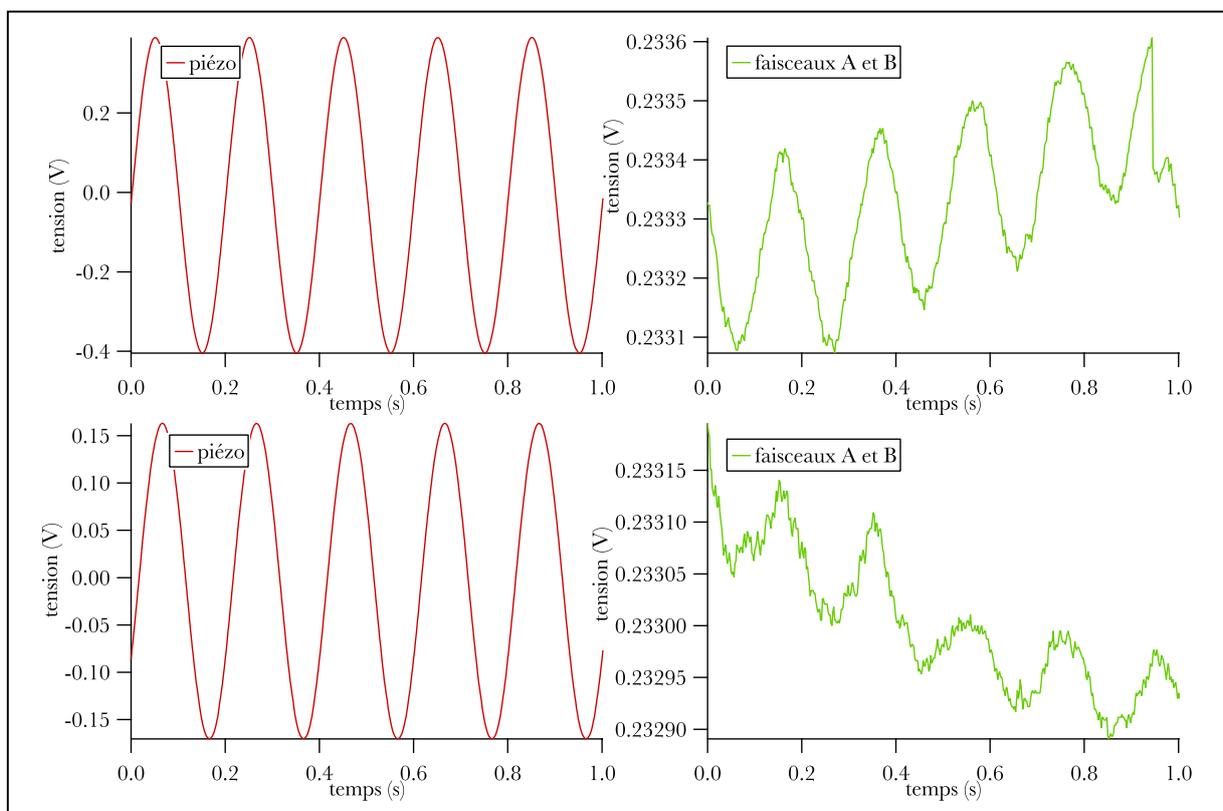


Figure 4.33: mesures à l'oscilloscope, en haut modulation d'amplitude 466mV, en bas 166mV, à gauche le piézo-électrique, à droite le Brillouin rétro-diffusé.

Sur la figure 4.33, on s'aperçoit que la fréquence de modulation du faisceau Brillouin rétro-diffusé est la même quelle que soit l'amplitude de la modulation imposée au piézo-électrique et qu'elle est identique à cette dernière. Ceci ne correspond pas aux résultats attendus, il est donc intéressant d'examiner de plus près les faisceaux issus de chaque bras du montage. Les résultats obtenus sont rassemblés sur la figure 4.34, l'amplitude de la modulation du piézo-électrique est 466mV, toujours à 5Hz.

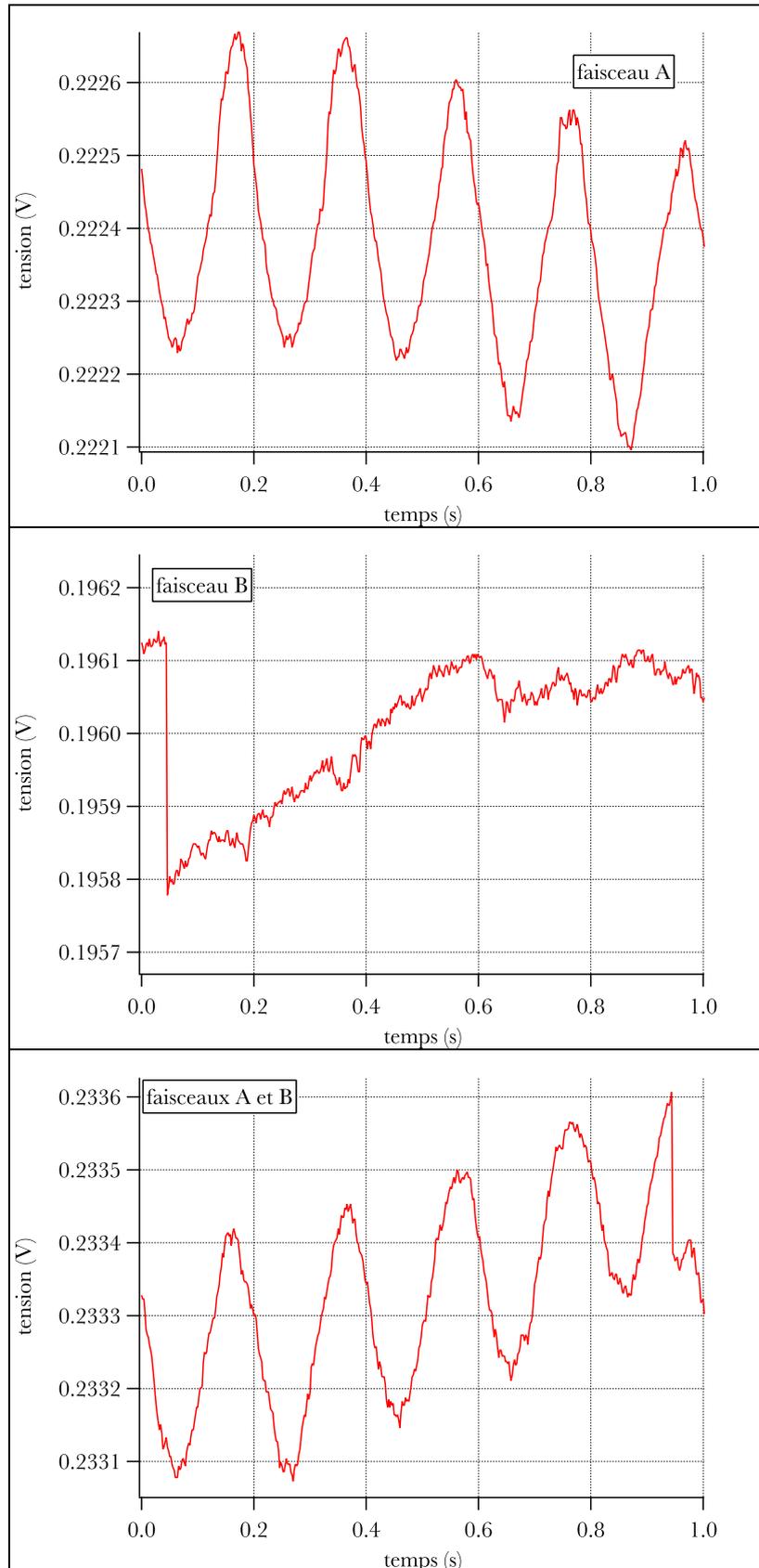


Figure 4.34: mesures du Brillouin rétro-diffusé du faisceau A, du faisceau B et des deux faisceaux réunis.

La figure 4.34 met en évidence la faible modulation (moins de 1%) du faisceau A réfléchi par le miroir piézo-électrique, la modulation que l'on observe quand les deux faisceaux sont réunis est imputable au faisceau A. Il est admissible que le déplacement, même minime, du miroir piézo-électrique entraîne un décalage de la position du faisceau A lors de la suite de son trajet (voir figure 4.35) et par conséquent, un plus ou moins bon couplage de ce faisceau dans la fibre, d'où la modulation de puissance du faisceau Brillouin rétro-diffusé.

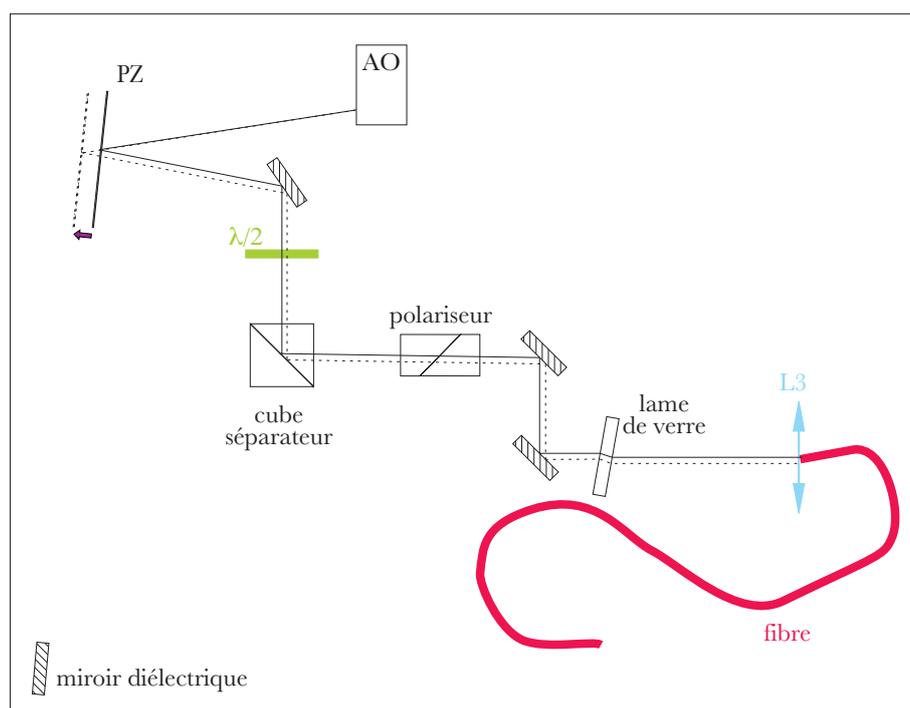


Figure 4.35: trajet du faisceau A pour les positions extrêmes du miroir piézo-électrique.

En conclusion, l'expérience réalisée ne montre pas de suppression de la diffusion Brillouin avec deux pompes de fréquences différentes déphasées à l'entrée du matériau non linéaire.

IV.4.3. interprétation des résultats

L'expérience que nous avons montée utilise une fibre monomode standard; de ce fait, l'état de polarisation des ondes lumineuses n'est pas conservé lors de la propagation dans la fibre. En effet, en raison de l'absence d'une symétrie de révolution parfaite n'importe quel

tronçon de fibre se comporte comme une lame biréfringente. De plus, comme les défauts ne sont pas constants sur toute la longueur de la fibre, les états propres se propageant sans déformation changent au cours de la propagation dans la fibre. Ce sont ces caractéristiques des fibres optiques qui conduisent à utiliser un gain Raman moitié (voir chapitre II).

Or, pour être valables, les équations de propagation non linéaires doivent être appliquées à des modes propres de propagation. En conséquence, les ondes pompe \underline{E}_{P_1} et \underline{E}_{P_2} et Stokes \underline{E}_{S_1} et \underline{E}_{S_2} doivent être décomposées sur cette base de modes propres suivant la relation:

$$\underline{E}_{P_{1,2}}(z) = A_{P_{1,2}}^{//}(z) \hat{e}_P^{//}(z) \exp[ik_{P_{1,2}}^{//}(z)z] + A_{P_{1,2}}^\perp(z) \hat{e}_P^\perp(z) \exp[ik_{P_{1,2}}^\perp(z)z] \quad (4.10)$$

$$\underline{E}_{S_{1,2}}(z) = A_{S_{1,2}}^{//}(z) \hat{e}_S^{//}(z) \exp[ik_{S_{1,2}}^{//}(z)z] + A_{S_{1,2}}^\perp(z) \hat{e}_S^\perp(z) \exp[ik_{S_{1,2}}^\perp(z)z] \quad (4.11)$$

La biréfringence de la fibre est prise en compte dans les exponentielles complexes ayant des vecteurs d'onde différents pour les polarisations $\hat{e}_P^{//}$ et \hat{e}_P^\perp . La modification aléatoire de la biréfringence locale de la fibre est prise en compte par la dépendance en z des vecteurs polarisation $\hat{e}_P^{//}$, \hat{e}_P^\perp , $\hat{e}_S^{//}$ et \hat{e}_S^\perp , des amplitudes $A_{P_{1,2}}^{//}$, $A_{P_{1,2}}^\perp$, $A_{S_{1,2}}^{//}$ et $A_{S_{1,2}}^\perp$, et des vecteurs d'onde $k_{P_{1,2}}^{//}$, $k_{P_{1,2}}^\perp$, $k_{S_{1,2}}^{//}$ et $k_{S_{1,2}}^\perp$.

Les équations de propagations pour les différentes ondes Stokes s'écrivent:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{S_1}^\perp}{dz} = & i \frac{4\pi^2}{n_{S_1} \lambda_{S_1}} \hat{e}_S^\perp(z) \chi_S^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_1}, \omega_{S_1}) \hat{e}_P^\perp(z) \hat{e}_P^\perp(z) \hat{e}_S^\perp(z) |A_{P_1}^\perp(z)|^2 A_{S_1}^\perp(z) \\ & + i \frac{4\pi^2}{n_{S_1} \lambda_{S_1}} \hat{e}_S^\perp(z) \chi_S^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_2}, \omega_{S_2}) \hat{e}_P^\perp(z) \hat{e}_P^\perp(z) \hat{e}_S^\perp(z) A_{P_1}^\perp(z) A_{P_2}^{\perp*}(z) A_{S_2}^\perp(z) \exp[i\Delta k^\perp(z)z] \\ & + i\alpha_{S_1}(z) A_{S_1}^{//}(z) \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_{S_1}^{//}}{dz} = & i \frac{4\pi^2}{n_{S_1} \lambda_{S_1}} \hat{e}_S^{//}(z) \chi_S^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_1}, \omega_{S_1}) \hat{e}_P^{//}(z) \hat{e}_P^{//}(z) \hat{e}_S^{//}(z) |A_{P_1}^{//}(z)|^2 A_{S_1}^{//}(z) \\ & + i \frac{4\pi^2}{n_{S_1} \lambda_{S_1}} \hat{e}_S^{//}(z) \chi_S^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_2}, \omega_{S_2}) \hat{e}_P^{//}(z) \hat{e}_P^{//}(z) \hat{e}_S^{//}(z) A_{P_1}^{//}(z) A_{P_2}^{//*}(z) A_{S_2}^{//}(z) \exp[i\Delta k^{//}(z)z] \\ & + i\alpha_{S_1}(z) A_{S_1}^\perp(z) \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_{S_2}^\perp}{dz} &= i \frac{4\pi^2}{n_{S_2} \lambda_{S_2}} \hat{e}_\perp(z) \chi_{S_2}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_2}, \omega_{S_2}) \hat{e}_\perp(z) \hat{e}_\perp(z) \hat{e}_\perp(z) |A_{P_2}^\perp(z)|^2 A_{S_2}^\perp(z) \\
 &+ i \frac{4\pi^2}{n_{S_2} \lambda_{S_2}} \hat{e}_\perp(z) \chi_{S_2}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_1}, \omega_{S_1}) \hat{e}_\perp(z) \hat{e}_\perp(z) \hat{e}_\perp(z) A_{P_2}^\perp(z) A_{P_1}^{\perp*}(z) A_{S_1}^\perp(z) \exp[-i\Delta k^\perp(z)z] \\
 &+ i\alpha_{S_2}(z) A_{S_2}^{\prime\prime}(z)
 \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_{S_2}^{\prime\prime}}{dz} &= i \frac{4\pi^2}{n_{S_2} \lambda_{S_2}} \hat{e}_{\parallel}(z) \chi_{S_2}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_2}, \omega_{S_2}) \hat{e}_{\parallel}(z) \hat{e}_{\parallel}(z) \hat{e}_{\parallel}(z) |A_{P_2}^{\prime\prime}(z)|^2 A_{S_2}^{\prime\prime}(z) \\
 &+ i \frac{4\pi^2}{n_{S_2} \lambda_{S_2}} \hat{e}_{\parallel}(z) \chi_{S_2}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_1}, \omega_{S_1}) \hat{e}_{\parallel}(z) \hat{e}_{\parallel}(z) \hat{e}_{\parallel}(z) A_{P_2}^{\prime\prime}(z) A_{P_1}^{\prime\prime*}(z) A_{S_1}^{\prime\prime}(z) \exp[-i\Delta k^{\prime\prime}(z)z] \\
 &+ i\alpha_{S_2}(z) A_{S_2}^\perp(z)
 \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\text{avec} \quad \Delta k^{\prime\prime}(z) = k_{P_1}^{\prime\prime}(z) - k_{P_2}^{\prime\prime}(z) - k_{S_1}^{\prime\prime}(z) + k_{S_2}^{\prime\prime}(z) \quad (4.16)$$

$$\text{et} \quad \Delta k^\perp(z) = k_{P_1}^\perp(z) - k_{P_2}^\perp(z) - k_{S_1}^\perp(z) + k_{S_2}^\perp(z) \quad (4.17)$$

Dans les équations (4.12) à (4.15), le premier terme correspond au gain Raman, le second au mélange de fréquence et le troisième au couplage des composantes de polarisations orthogonales introduit par la fibre optique.

Pour que le système ne subisse pas d'excitation, on doit avoir $\frac{dA_{S_1}^{\prime\prime}}{dz} = \frac{dA_{S_1}^\perp}{dz} = \frac{dA_{S_2}^{\prime\prime}}{dz} = \frac{dA_{S_2}^\perp}{dz} = 0$.

Cela revient à dire que le système homogène en $A_{S_1}^{\prime\prime}$, $A_{S_1}^\perp$, $A_{S_2}^{\prime\prime}$ et $A_{S_2}^\perp$ est de rang inférieur à quatre pour tout z , ou que le déterminant des coefficients de ce système est nul pour tout z .

Pour des fréquences pompe proches $\omega_{P_1} \approx \omega_{P_2}$ (donc $\omega_{S_1} \approx \omega_{S_2}$ et $\Delta k^{\prime\prime}(z) \approx \Delta k^\perp(z) \approx 0$) et considérant que le matériau est isotrope (la susceptibilité non linéaire effective ne dépend pas du repère utilisé) ce déterminant s'écrit:

$$\Delta = \begin{vmatrix} g|A_{P_1}^\perp(z)|^2 & \alpha_{S_1}(z) & gA_{P_1}^\perp(z)A_{P_2}^{\perp*}(z) & 0 \\ \alpha_{S_1}(z) & g|A_{P_1}^{\prime\prime}(z)|^2 & 0 & gA_{P_1}^{\prime\prime}(z)A_{P_2}^{\prime\prime*}(z) \\ gA_{P_1}^{\perp*}(z)A_{P_2}^\perp(z) & 0 & g|A_{P_2}^\perp(z)|^2 & \alpha_{S_2}(z) \\ 0 & gA_{P_1}^{\prime\prime*}(z)A_{P_2}^{\prime\prime}(z) & \alpha_{S_2}(z) & g|A_{P_2}^{\prime\prime}(z)|^2 \end{vmatrix} \quad (4.18)$$

$$\text{avec } g = i \frac{4\pi^2}{n\lambda} \chi_{eff}^{(3)}$$

Le développement du déterminant donne alors:

$$\Delta = -\alpha_{S_1}^2(z)\alpha_{S_2}^2(z) - g^2 \left[\alpha_{S_1}^2(z) |A_{P_2}^\perp(z)|^2 |A_{P_2}''(z)|^2 + \alpha_{S_2}^2(z) |A_{P_1}^\perp(z)|^2 |A_{P_1}''(z)|^2 \right] - g^2 \alpha_{S_1}(z)\alpha_{S_2}(z) \left[A_{P_1}^\perp(z) A_{P_1}^{//*}(z) A_{P_2}^{\perp*}(z) A_{P_2}''(z) - c.c. \right] \quad (4.19)$$

En l'absence de couplage entre les polarisations ($\alpha_{S_1} = \alpha_{S_2} = 0$), $\Delta = 0$ et l'on retrouve le résultat de la théorie du chapitre III. Par contre, en présence de couplage, la résolution pour tout z du système à quatre inconnues est impossible et il est impossible d'espérer une suppression de la diffusion stimulée. Il serait donc très intéressant de reprendre l'expérience avec une fibre à maintien de polarisation.

IV.4.4. conclusion

Le montage que nous avons réalisé permettrait de mettre en évidence la suppression de l'émission Brillouin stimulée dans une fibre optique monomode pour un ensemble de deux pompes bifréquence cohérentes entre elles et déphasées à l'entrée de l'amplificateur. Bien sûr, pour cela il sera nécessaire comme nous l'avons montré dans la section précédente, de changer la fibre standard par une fibre à maintien de polarisation.

Remarquons que cette situation pourrait être mise à profit pour l'application à l'amplification de signaux opto-hyperfréquences par diffusion Raman stimulée. Nous avons vu, dans la section IV.2.2, que le régime de déplétion de la pompe était difficilement atteint dans un amplificateur Raman à fibre de signaux opto-hyperfréquences en raison de l'apparition de diffusions Brillouin stimulées des signaux opto-hyper amplifiés à des niveaux importants. Cet inconvénient serait levé en utilisant des signaux opto-hyper bifréquences cohérents grâce à la technique que nous avons proposé.

Conclusion & perspectives

Au cours de cette étude, nous nous sommes attaché à certaines propriétés de l'amplificateur Raman à fibre, notamment à ses performances en termes de bruit.

L'amplificateur Raman à fibre est affecté par les mêmes sources de bruit que d'autres amplificateurs optiques (l'amplificateur à fibre dopée Erbium par exemple). L'une de ces sources de bruit est le transfert de bruit de la pompe vers le signal. Nous avons donc analysé ce transfert de RIN (relative intensity noise) de la pompe au moyen d'une décomposition spectrale. Notre analyse a montré une décroissance de ce transfert de RIN à hautes fréquences que l'on se place dans le cas d'un laser de pompe monochromatique faiblement modulé ou dans celui, opposé, d'un laser de pompe pseudo-incohérent. Par contre, à basses fréquences, le laser de pompe monochromatique faiblement modulé apporte un excès de bruit qui n'est pas présent avec la pompe pseudo-incohérente, ce type de source de pompe peut donc présenter un intérêt tout particulier pour le développement d'amplificateurs Raman faible bruit pour les liaisons opto-hyperfréquences.

L'autre source de bruit de l'amplificateur Raman fibré est l'émission spontanée amplifiée. Pour notre amplificateur Raman pompé par un laser Raman @1480nm dont la largeur de raie ($\approx 1\text{nm}$) est faible devant la largeur spectrale de la transition Raman des fibres optiques monomodes @1550nm en silice ($\approx 20\text{nm}$), nous avons montré expérimentalement que l'émission spontanée amplifiée est la principale source de bruit à fort décalage de fréquence (supérieur au GHz). Les gains nets atteints par cet amplificateur avoisinent les 35dB. Par ailleurs, on n'observe aucune dégradation optique du signal modulé hyperfréquence après son passage dans l'amplificateur Raman, ce qui atteste de la grande linéarité de cet amplificateur.

Nous avons également montré que dans des conditions d'utilisation identiques, pour un même signal d'entrée, les performances de l'amplificateur Raman sont supérieures, en termes de RIN optique, à celles d'un amplificateur à fibre dopée Erbium disponible dans le commerce. Ces résultats sont très encourageants, surtout si l'on considère les améliorations que l'on peut apporter à cet amplificateur Raman. On peut par exemple obtenir des gains plus importants avec les fibres courtes (moins d'une dizaine de kilomètres) en choisissant des fibres spécifiquement élaborées pour l'amplification Raman. À ce propos, les fibres à cristaux photoniques seront de sérieuses candidates lorsque leurs pertes seront ramenées à des valeurs proches de celles des fibres de ligne actuelles.

Une autre piste à envisager est la réduction du bruit d'émission spontanée amplifiée. Nous avons étudié les moyens à mettre en œuvre pour parvenir à diminuer ce bruit sans toutefois porter atteinte au gain de l'amplificateur Raman. L'utilisation de deux lasers de pompe de même puissance présentant un faible décalage spectral (devant la largeur de la transition Raman) doit permettre d'atteindre ce résultat. Les descriptions holographique, "optique non linéaire" ou quantique de la diffusion Raman bifréquence conduisent alors toutes à la même conclusion: pour que la réduction du bruit d'émission spontanée soit effective, il faut que les deux pompes soient opposées en phase. Un premier dispositif utilisant une pompe bifréquence a été mis en place afin de permettre une validation expérimentale de cette étude théorique: les résultats seront facilement obtenus dès qu'une fibre à maintien de polarisation sera disponible.

Nous avons également montré une limitation de l'amplificateur Raman, à savoir l'apparition de diffusion Brillouin stimulée du faisceau signal lorsque ce dernier atteint de fortes puissances. Contrairement à ce qui se passe en télécommunications optiques numériques, ce phénomène apparaît dans l'application opto-hyperfréquence en raison du caractère analogique de la technique et de la pureté spectrale des signaux utilisés dans ces systèmes. Au niveau de saturation des détecteurs atteint à l'heure actuelle ce processus n'est pas très gênant. Toutefois, si le besoin s'en faisait sentir, par exemple pour les applications multicanal, il serait très certainement possible de contourner cet obstacle en utilisant un laser bifréquence avec deux modes en opposition de phase pour interdire la diffusion Brillouin stimulée et réussir alors une amplification Raman saturée pour les signaux opto-hyperfréquence. Il s'agit très certainement là d'une voie importante à explorer.

Annexes

1. Calcul des flux pompe et signal pour un montage co-propageant avec déplétion de la pompe

On pose: N_{p_0} flux de photons pompe à l'entrée de la fibre

N_{s_0} flux de photons signal à l'entrée de la fibre

$N_0 = N_{p_0} + N_{s_0}$ flux total de photons

équations couplées:

$$\begin{cases} \frac{dN_p}{dz} = -kN_pN_s - \alpha_p N_p \\ \frac{dN_s}{dz} = kN_pN_s - \alpha_s N_p \end{cases} \quad (\text{A. 1})$$

On pose: $n_s = N_s \exp(-\alpha_s z)$ et $n_p = N_p \exp(-\alpha_p z)$

$$\begin{cases} \frac{dn_p}{dz} = -kn_p n_s \exp(-\alpha_s z) \\ \frac{dn_s}{dz} = kn_p n_s \exp(-\alpha_p z) \end{cases} \quad (\text{A. 2})$$

On pose: $A = n_s + n_p$ et $B = n_s - n_p$

$$\begin{cases} \frac{dA}{dz} = \frac{k}{4}(A^2 - B^2)(\exp(-\alpha_p z) - \exp(-\alpha_s z)) \\ \frac{dB}{dz} = \frac{k}{4}(A^2 - B^2)(\exp(-\alpha_p z) + \exp(-\alpha_s z)) \end{cases} \quad (\text{A. 3})$$

On considère ici une fibre présentant le même coefficient d'atténuation pour les deux longueurs d'onde considérées, pompe et signal.

Si $\alpha_p = \alpha_s = \alpha$ atténuation de la fibre aux longueurs d'onde de pompe et de signal, alors,

$\frac{dA}{dz} = 0$, donc $A = cste = A(z=0) = A_0$ et:

$$\frac{dB}{dz} = \frac{k}{2}(A_0^2 - B^2)\exp(-\alpha z) \quad (\text{A. 4})$$

On pose: $C = A_0 - B$

$$\frac{dC}{dz} + \frac{k}{2}C^2 e^{-\alpha z} + kA_0 C e^{-\alpha z} = 0 \quad (\text{A. 5})$$

On pose: $D = 1/C$

$$\frac{dD}{dz} + kA_0 D e^{-\alpha z} = -\frac{k}{2} e^{-\alpha z} \quad (\text{A. 6})$$

Cette dernière équation a pour solution:

$$D(z=L) = \beta \exp(kA_0 L_{eff}) - 1/2A_0 \quad (\text{A. 7})$$

avec β constante dépendant des conditions initiales.

On remonte ensuite à N_s et N_p :

$$N_p = \frac{N_0 \exp(-\alpha L)}{1 + \frac{N_{S_0}}{N_{P_0}} \exp(kN_0 L_{eff})} \quad (\text{A. 8})$$

$$N_s = \frac{N_0 \exp(-\alpha L)}{1 + \frac{N_{P_0}}{N_{S_0}} \exp(-kN_0 L_{eff})} \quad (\text{A. 9})$$

On peut voir que pour de faibles amplifications et des puissances de pompe fortes,

l'exponentielle au dénominateur de N_p devient négligeable devant 1 et l'on retrouve les résultats de l'approximation de la pompe sans déplétion.

2. Equation de propagation non linéaire du troisième ordre

Soit $\underline{\mathcal{E}}(z, t)$, le champ électrique qui s'écrit:

$$\underline{\mathcal{E}}(z, t) = \hat{e} [A(z, t) + c.c.] \quad (\text{A. 10})$$

avec:

$$A(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} a(z, \nu) \exp \left[i \left(\frac{nz}{c} - t \right) (\omega + \nu) \right] d\nu \quad (\text{A. 11})$$

L'évolution du champ électrique $\underline{\mathcal{E}}(z, t)$ du signal obéit à l'équation de propagation non linéaire du troisième ordre pour un milieu isotrope non dispersif:

$$\Delta \underline{\mathcal{E}}(z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\mathcal{D}}_L(z, t) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\mathcal{P}}_{NL}(z, t) \quad (\text{A. 12})$$

$$\underline{\mathcal{D}}_L(z, t) = \varepsilon \underline{\mathcal{E}}(z, t) \text{ l'induction électrique } (\varepsilon = n^2) \quad (\text{A. 13})$$

$\underline{\mathcal{P}}_{NL}(z, t)$ la polarisation non linéaire

Cette équation de propagation peut se projeter sur l'axe d'intérêt \hat{e} . On a alors pour la dérivée spatiale du champ électrique:

$$\hat{e} \cdot \Delta \underline{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{d^2 A(z, t)}{dz^2} \quad (\text{A. 14})$$

qui s'écrit en utilisant l'équation A.11:

$$\hat{e} \cdot \Delta \underline{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{d^2 a}{dz^2} + 2i \frac{n}{c} (\omega + \nu) \frac{da}{dz} - \frac{n^2}{c^2} (\omega + \nu)^2 a(z, \nu) \right] \exp \left[i \left(\frac{nz}{c} - t \right) (\omega + \nu) \right] d\nu \quad (\text{A. 15})$$

Quant à la dérivée temporelle, on a:

$$-\frac{1}{c^2} \hat{e} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\mathcal{D}}_L(z, t) = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega + \nu)^2 a(z, \nu) \exp\left[i\left(\frac{nz}{c} - t\right)(\omega + \nu)\right] d\nu \quad (\text{A. 16})$$

Étant donné $\omega = \frac{kc}{n} \gg \nu$, on pose $\omega + \nu = \omega$ hors des exponentielles complexes. On a donc:

$$\hat{e} \cdot \Delta \underline{\mathcal{E}}(z, t) - \frac{1}{c^2} \hat{e} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\mathcal{D}}_L(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{d^2 a}{dz^2} + 2ik \frac{da}{dz} \right) \exp\left[i\left(\frac{nz}{c} - t\right)(\omega + \nu)\right] d\nu \quad (\text{A. 17})$$

qui peut se simplifier en tenant compte de l'approximation d'enveloppe lentement variable

$$\frac{d^2 a}{dz^2} \ll k \frac{da}{dz}:$$

$$\hat{e} \cdot \Delta \underline{\mathcal{E}}(z, t) - \frac{1}{c^2} \hat{e} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\mathcal{D}}_L(z, t) = \frac{2ik}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{da}{dz} \exp\left[i\left(\frac{nz}{c} - t\right)(\omega + \nu)\right] d\nu \quad (\text{A. 18})$$

Il reste donc à exprimer la polarisation non linéaire du troisième ordre ainsi que sa dérivée temporelle présente dans le second membre de l'équation A.12. La polarisation non linéaire est définie par:

$$\underline{\mathcal{P}}_{NL}(t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_3 \chi_{\equiv}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \underline{E}(\omega_1) \underline{E}(\omega_2) \underline{E}(\omega_3) \exp -i(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)t \quad (\text{A. 19})$$

On a donc pour sa dérivée temporelle:

$$\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \underline{\mathcal{P}}_{NL}(t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2 (2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_3 (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)^2 \chi_{\equiv}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \underline{E}(\omega_1) \underline{E}(\omega_2) \underline{E}(\omega_3) \exp -i(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)t \quad (\text{A. 20})$$

Afin de parvenir à isoler le terme décrivant l'évolution de $a(z, \nu)$ on effectue quelques manipulations sur les expressions des deux membres de l'équation de propagation obtenus en A.18 et A.20. Ceci consiste en une transformation de Fourier de chacun des membres

préalablement multipliés par un facteur $e^{i\omega t}$:

$$\begin{aligned} & \frac{2ik}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{da(z, \nu')}{dz} \exp\left[i \frac{nz}{c} (\omega + \nu')\right] d\nu' \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i(\nu - \nu')t] dt = \\ & \frac{4\pi}{c^2 (2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_3 (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)^2 \chi_{\equiv}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \hat{e} \cdot \underline{E}(\omega_1) \underline{E}(\omega_2) \underline{E}(\omega_3) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega - \nu)t] dt \end{aligned} \quad (\text{A. 21})$$

En intégrant sur le temps dans le cas où $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 \approx \omega$, et en posant la relation de dispersion k fonction de la fréquence $k(\omega) = n\omega/c$, on obtient:

$$\frac{da(z, \nu)}{dz} = i \frac{4\pi^2}{n\lambda} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_3 \chi_{\equiv}^{(3)}(\omega_1, \omega + \nu - \omega_1 - \omega_3, \omega_3) \hat{e} \cdot \underline{E}(\omega_1) \underline{E}(\omega + \nu - \omega_1 - \omega_3) \underline{E}(\omega_3) \exp[-ik(\omega + \nu)] \quad (\text{A. 22})$$

3. Calcul des éléments de tenseur Raman

Pour des ondes toutes polarisées identiquement (\hat{e}) l'élément du tenseur de susceptibilité non linéaire résonant à deux photons s'écrit [40]:

$$\begin{aligned} \hat{e} \cdot \underline{\underline{\underline{\chi}}}_{\equiv}^{(3)}(-(\omega_s + \omega_t + \omega_u), \omega_s, \omega_t, \omega_u) \hat{e} \hat{e} \hat{e} &= \frac{N(\rho_{n'n'}(0) - \rho_{nn}(0))}{\hbar(\omega_{m'} - \omega_t - \omega_u - i\Gamma_{m'})} \\ &\times \sum_{n''} \left\{ \frac{\langle n'|p|n''\rangle \langle n''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} - \omega_s - \omega_t - \omega_u)} + \frac{\langle n'|p|n''\rangle \langle n''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} + \omega_s)} \right\} \\ &\times \sum_{n'''} \left\{ \frac{\langle n|p|n'''\rangle \langle n'''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} - \omega_u)} + \frac{\langle n|p|n'''\rangle \langle n'''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} - \omega_t)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A. 23})$$

avec $E_{n'} - E_n = \hbar\Omega_R$ ($|n'\rangle$ est l'état haut de la transition).

Pour une transition d'énergie suffisamment grande, on a $\rho_{n'n'}(0) = 0$ et $\rho_{nn}(0) = 1$

Utilisant l'équation (A.23), il est possible d'exprimer les quatre tenseurs

$$E_1 = \hat{e} \cdot \underline{\underline{\underline{\chi}}}_{\equiv}^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_1}, \omega_{B_n}) \hat{e} \hat{e} \hat{e}, \quad E_2 = \hat{e} \cdot \underline{\underline{\underline{\chi}}}_{\equiv}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_2}, \omega_{B_n}) \hat{e} \hat{e} \hat{e}, \quad E_3 = \hat{e} \cdot \underline{\underline{\underline{\chi}}}_{\equiv}^{(3)}(\omega_{P_1}, -\omega_{P_2}, \omega_{B_{n1}}) \hat{e} \hat{e} \hat{e},$$

$$E_4 = \hat{e} \cdot \underline{\underline{\underline{\chi}}}_{\equiv}^{(3)}(\omega_{P_2}, -\omega_{P_1}, \omega_{B_{n2}}) \hat{e} \hat{e} \hat{e} \text{ intervenant dans l'équation 3.102 du chapitre III en fonction}$$

du même paramètre $\chi_{eff}^{(3)}$. On obtient, pour E_1 :

$$\begin{aligned} E_1 &= -\frac{iN}{\hbar\Gamma_{m'}} \sum_{n''} \left\{ \frac{\langle n'|p|n''\rangle \langle n''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} - \omega_{B_n})} + \frac{\langle n'|p|n''\rangle \langle n''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} + \omega_{P_1})} \right\} \\ &\times \sum_{n'''} \left\{ \frac{\langle n|p|n'''\rangle \langle n'''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} - \omega_{B_n})} + \frac{\langle n|p|n'''\rangle \langle n'''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n'n'} + \omega_{P_1})} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A. 24})$$

On pose $E_1 = -i\chi_{eff}^{(3)}$ avec:

$$\chi_{eff}^{(3)} = \frac{N}{\hbar\Gamma_{nn'}} \left| \sum_{n''} \left\{ \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} - \omega_{B_n})} + \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} + \omega_{P_1})} \right\} \right|^2 \quad (\text{A. 25})$$

Pour E_2 , on trouve:

$$E_2 = -\frac{iN}{\hbar\Gamma_{nn'}} \left| \sum_{n''} \left\{ \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} - \omega_{B_n})} + \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} + \omega_{P_2})} \right\} \right|^2 \quad (\text{A. 26})$$

Si $|\omega_{P_2} - \omega_{P_1}|$ est faible devant $\omega_{n''n'}$ pour tous les états $|n''\rangle$, on peut alors écrire $E_2 = -i\chi_{eff}^{(3)}$.

Pour E_3 , on trouve:

$$E_3 = -\frac{iN}{\hbar\Gamma_{nn'}} \sum_{n''} \left\{ \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} - \omega_{B_n})} + \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} + \omega_{P_1})} \right\} \\ \times \sum_{n'''} \left\{ \frac{\langle n'|p|n'''\rangle\langle n'''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} - \omega_{B_{n1}})} + \frac{\langle n'|p|n'''\rangle\langle n'''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} + \omega_{P_2})} \right\} \quad (\text{A. 27})$$

Si $|\omega_{P_2} - \omega_{P_1}| \ll \omega_{n''n'}$ alors $|\omega_{B_{n1}} - \omega_{B_n}| \ll \omega_{n''n'}$ et on trouve $E_3 = -i\chi_{eff}^{(3)}$.

Pour E_4 , on trouve:

$$E_4 = -\frac{iN}{\hbar\Gamma_{nn'}} \sum_{n''} \left\{ \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} - \omega_{B_n})} + \frac{\langle n|p|n''\rangle\langle n''|p|n'\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} + \omega_{P_2})} \right\} \\ \times \sum_{n'''} \left\{ \frac{\langle n'|p|n'''\rangle\langle n'''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} - \omega_{B_{n2}})} + \frac{\langle n'|p|n'''\rangle\langle n'''|p|n\rangle}{\hbar(\omega_{n''n'} + \omega_{P_1})} \right\} \quad (\text{A. 28})$$

qui se réduit à $E_4 = -i\chi_{eff}^{(3)}$ sous les mêmes approximations.

4. Calcul de l'opérateur transition à deux photons $|K_{fi}|^2$

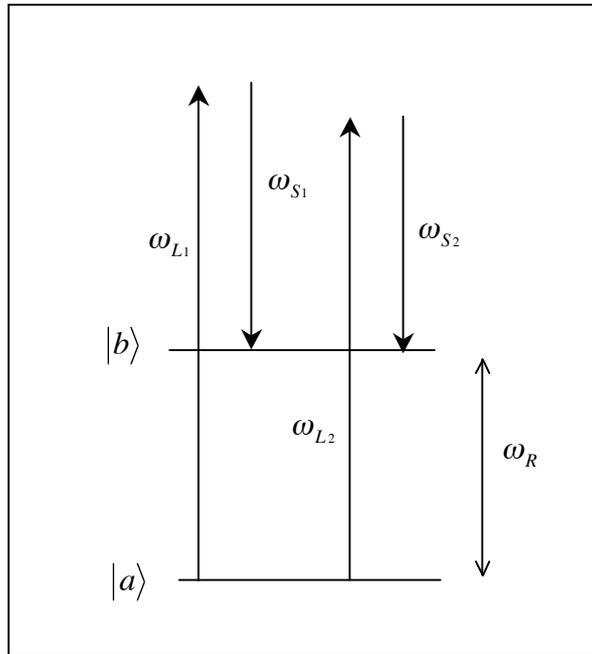


Figure A. 1: diffusion Raman spontanée engendrée par deux faisceaux pompe de fréquences ω_{P_1} et ω_{P_2} dans un matériau présentant une transition Raman de fréquence Ω_R .

➤ état initial du système: $|i\rangle = |a\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2}\rangle|0\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2}$ (A. 29)

➤ états finaux possibles du système:

$$|f_1\rangle = |b\rangle|N_{L_1} - 1\rangle|N_{L_2}\rangle|1\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2} \quad (\text{A. 30})$$

et $|f_2\rangle = |b\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2} - 1\rangle|0\rangle_{S_1}|1\rangle_{S_2}$ (A. 31)

➤ états intermédiaires: $|g_{1n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}-1\rangle|N_{L_2}\rangle|0\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2}$ (A. 32)

$$|g_{2n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2}-1\rangle|0\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2} \quad (\text{A. 33})$$

$$|g'_{1n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2}\rangle|1\rangle_{S_1}|0\rangle_{S_2} \quad (\text{A. 34})$$

$$|g'_{2n}\rangle = |n\rangle|N_{L_1}\rangle|N_{L_2}\rangle|0\rangle_{S_1}|1\rangle_{S_2} \quad (\text{A. 35})$$

➤ Hamiltonien:

$$H = -i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \sum_{\omega_j} \frac{\omega_j}{n_j} \hat{e}_j \cdot \underline{P} \left[q_j \exp(i\mathbf{k}_j \cdot \underline{r}) e^{i\varphi_j} - q_j^* \exp(-i\mathbf{k}_j \cdot \underline{r}) e^{-i\varphi_j} \right] \quad (\text{A. 36})$$

➤ éléments de matrice intervenants dans l'expression de $|K_{fi}|^2$:

$$\langle f_1 | H | g_{1n} \rangle = i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{S_1}}{n_{S_1}} \left[\frac{\hbar}{2\omega_{S_1}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle b | \hat{e}_{S_1} \underline{P} | n \rangle \exp(-i\mathbf{k}_{S_1} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 37})$$

$$\langle g_{1n} | H | i \rangle = -i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{L_1}}{n_{L_1}} \left[\frac{\hbar N_{L_1}}{2\omega_{L_1}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle n | \hat{e}_{L_1} \underline{P} | a \rangle e^{i\varphi_{L_1}} \exp(i\mathbf{k}_{L_1} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 38})$$

$$\langle f_2 | H | g_{2n} \rangle = i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{S_2}}{n_{S_2}} \left[\frac{\hbar}{2\omega_{S_2}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle b | \hat{e}_{S_2} \underline{P} | n \rangle \exp(-i\mathbf{k}_{S_2} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 39})$$

$$\langle g_{2n} | H | i \rangle = -i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{L_2}}{n_{L_2}} \left[\frac{\hbar N_{L_2}}{2\omega_{L_2}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle n | \hat{e}_{L_2} \underline{P} | a \rangle e^{i\varphi_{L_2}} \exp(i\mathbf{k}_{L_2} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 40})$$

$$\langle f_1 | H | g'_{1n} \rangle = -i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{L_1}}{n_{L_1}} \left[\frac{\hbar N_{L_1}}{2\omega_{L_1}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle b | \hat{e}_{L_1} \underline{P} | n \rangle e^{i\varphi_{L_1}} \exp(i\mathbf{k}_{L_1} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 41})$$

$$\langle g'_{1n} | H | i \rangle = i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{S_1}}{n_{S_1}} \left[\frac{\hbar}{2\omega_{S_1}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle a | \hat{e}_{S_1} \underline{P} | n \rangle \exp(-i\mathbf{k}_{S_1} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 42})$$

$$\langle f_2 | H | g'_{2n} \rangle = -i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{L_2}}{n_{L_2}} \left[\frac{\hbar N_{L_2}}{2\omega_{L_2}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle n | \hat{e}_{L_2} \underline{P} | b \rangle e^{i\varphi_{L_2}} \exp(i\mathbf{k}_{L_2} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 43})$$

$$\langle g'_{2n} | H | i \rangle = i\sqrt{\frac{4\pi}{L^3}} \frac{\omega_{S_2}}{n_{S_2}} \left[\frac{\hbar}{2\omega_{S_2}} \right]^{\frac{1}{2}} \langle a | \hat{e}_{S_2} \underline{P} | n \rangle \exp(-i\mathbf{k}_{S_2} \cdot \underline{r}) \quad (\text{A. 44})$$

➤ différences d'énergies considérées:

$$\frac{1}{\hbar}[E_f - E_{g_{1n}}] = \frac{E_b}{\hbar} + [N_{L_1}\omega_{L_1} + N_{L_2}\omega_{L_2} - \omega_r] - \frac{E_n}{\hbar} - [N_{L_1}\omega_{L_1} + N_{L_2}\omega_{L_2} - \omega_1] \quad (\text{A. 45})$$

qui se réécrit:
$$E_f - E_{g_{1n}} = E_b - E_n + \hbar(\omega_1 - \omega_r) \quad (\text{A. 46})$$

Soit:
$$E_f - E_{g_{1n}} = E_b - E_n + \hbar\omega_{S_1} \quad (\text{A. 47})$$

De même, on a:
$$E_f - E_{g_{2n}} = E_b - E_n + \hbar\omega_{S_2} \quad (\text{A. 48})$$

$$E_f - E_{g'_{1n}} = E_b - E_n - \hbar\omega_{L_1} \quad (\text{A. 49})$$

$$E_f - E_{g'_{2n}} = E_b - E_n + \hbar\omega_{L_2} \quad (\text{A. 50})$$

➤ l'opérateur transition à deux photons K_{fi} :

$$K_{fi} = \sum_g \left[\frac{\langle f_1 | H | g \rangle \langle g | H | i \rangle}{E_{f_1} - E_g} + \frac{\langle f_2 | H | g \rangle \langle g | H | i \rangle}{E_{f_2} - E_g} \right] \quad (\text{A. 51})$$

qui se réécrit:

$$\begin{aligned} K_{fi} = \sum_n \left\{ \frac{4\pi}{L^3} \frac{\sqrt{\omega_{S_1}\omega_{L_1}}}{n_{S_1}n_{L_1}} \frac{\hbar}{2} \sqrt{N_{L_1}} \frac{\langle b | \hat{e}_{S_1} \cdot \underline{P} | n \rangle \langle n | \hat{e}_{L_1} \cdot \underline{P} | a \rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_{S_1}} e^{i\varphi_{L_1}} \exp[i(\underline{k}_{L_1} - \underline{k}_{S_1}) \cdot \underline{r}] \right. \\ + \frac{4\pi}{L^3} \frac{\sqrt{\omega_{S_2}\omega_{L_2}}}{n_{S_2}n_{L_2}} \frac{\hbar}{2} \sqrt{N_{L_2}} \frac{\langle b | \hat{e}_{S_2} \cdot \underline{P} | n \rangle \langle n | \hat{e}_{L_2} \cdot \underline{P} | a \rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_{S_2}} e^{i\varphi_{L_2}} \exp[i(\underline{k}_{L_2} - \underline{k}_{S_2}) \cdot \underline{r}] \\ + \frac{4\pi}{L^3} \frac{\sqrt{\omega_{S_1}\omega_{L_1}}}{n_{S_1}n_{L_1}} \frac{\hbar}{2} \sqrt{N_{L_1}} \frac{\langle b | \hat{e}_{L_1} \cdot \underline{P} | n \rangle \langle n | \hat{e}_{S_1} \cdot \underline{P} | a \rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_{L_1}} e^{i\varphi_{L_1}} \exp[i(\underline{k}_{L_1} - \underline{k}_{S_1}) \cdot \underline{r}] \\ \left. + \frac{4\pi}{L^3} \frac{\sqrt{\omega_{S_2}\omega_{L_2}}}{n_{S_2}n_{L_2}} \frac{\hbar}{2} \sqrt{N_{L_2}} \frac{\langle b | \hat{e}_{L_2} \cdot \underline{P} | n \rangle \langle n | \hat{e}_{S_2} \cdot \underline{P} | a \rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_{L_2}} e^{i\varphi_{L_2}} \exp[i(\underline{k}_{L_2} - \underline{k}_{S_2}) \cdot \underline{r}] \right\} \quad (\text{A. 52}) \end{aligned}$$

On obtient l'expression de $|K_{fi}|^2$ grâce à l'encadré A.53 page suivante.

$$\begin{aligned}
K_{fi} &= A + B \\
|K_{fi}|^2 &= |A|^2 + |B|^2 + AB^* + BA^* \\
|A|^2 &= \frac{4\pi^2\hbar^2}{L^6} \frac{\omega_{S_1}\omega_{L_1}}{(n_{S_1}n_{L_1})^2} N_{L_1} \left| \sum_n \left[\frac{\langle b|\hat{e}_{S_1}\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_{L_1}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_{S_1}} + \frac{\langle b|\hat{e}_{L_1}\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_{S_1}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_{L_1}} \right] \right|^2 \\
|B|^2 &= \frac{4\pi^2\hbar^2}{L^6} \frac{\omega_{S_2}\omega_{L_2}}{(n_{S_2}n_{L_2})^2} N_{L_2} \left| \sum_n \left[\frac{\langle b|\hat{e}_{S_2}\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_{L_2}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_{S_2}} + \frac{\langle b|\hat{e}_{L_2}\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_{S_2}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_{L_2}} \right] \right|^2 \\
AB^* &= \frac{4\pi^2\hbar^2}{L^6} \frac{\sqrt{\omega_{S_1}\omega_{L_1}\omega_{S_2}\omega_{L_2}}}{n_{S_1}n_{L_1}n_{S_2}n_{L_2}} \sqrt{N_{L_1}N_{L_2}} \\
&\quad \sum_n \sum_{n'} \left[\frac{\langle b|\hat{e}_{S_1}\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_{L_1}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_{S_1}} + \frac{\langle b|\hat{e}_{L_1}\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_{S_1}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_{L_1}} \right] \\
&\quad \times \left[\frac{\langle b|\hat{e}_{S_2}\cdot\underline{P}|n'\rangle\langle n'|\hat{e}_{L_2}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_{n'} + \hbar\omega_{S_2}} + \frac{\langle b|\hat{e}_{L_2}\cdot\underline{P}|n'\rangle\langle n'|\hat{e}_{S_2}\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_{n'} - \hbar\omega_{L_2}} \right] e^{i(\varphi_{L_1} - \varphi_{L_2})} e^{i\Delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \\
\text{avec } \Delta\mathbf{k} &= \mathbf{k}_{L_1} - \mathbf{k}_{S_1} - \mathbf{k}_{L_2} + \mathbf{k}_{S_2}
\end{aligned} \tag{A. 53}$$

► Si:

$$\hat{e}_{L_1} = \hat{e}_{L_2} = \hat{e}_L \text{ et } \hat{e}_{S_1} = \hat{e}_{S_2} = \hat{e}_S \tag{A. 54}$$

$$\omega_{L_1} \cong \omega_{L_2} = \omega_L \text{ et } \omega_{S_1} \cong \omega_{S_2} = \omega_S \tag{A. 55}$$

alors:

$$\begin{aligned}
AB^* &= \frac{4\pi^2\hbar^2}{L^6} \frac{\omega_S\omega_L}{(n_S n_L)^2} \sqrt{N_{L_1}N_{L_2}} \\
&\quad \left| \sum_n \frac{\langle b|\hat{e}_S\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_L\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_S} + \frac{\langle b|\hat{e}_L\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_S\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_L} \right|^2 e^{i(\varphi_{L_1} - \varphi_{L_2})} e^{i\Delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}
\end{aligned} \tag{A. 56}$$

$|K_{fi}|^2$ est donc donné par l'expression:

$$\begin{aligned}
|K_{fi}|^2 &= \frac{4\pi^2\hbar^2}{L^6} \frac{\omega_S\omega_L}{(n_S n_L)^2} \left[N_{L_1} + N_{L_2} + 2\sqrt{N_{L_1}N_{L_2}} \cos(\Delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} + \varphi_{L_1} - \varphi_{L_2}) \right] \\
&\quad \times \left| \sum_n \frac{\langle b|\hat{e}_S\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_L\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n + \hbar\omega_S} + \frac{\langle b|\hat{e}_L\cdot\underline{P}|n\rangle\langle n|\hat{e}_S\cdot\underline{P}|a\rangle}{E_b - E_n - \hbar\omega_L} \right|^2
\end{aligned} \tag{A. 57}$$

$|K_f|^2 = 0$ implique:

$$N_{L_1} + N_{L_2} + 2\sqrt{N_{L_1}N_{L_2}} \cos\left[(\underline{k}_{L_1} - \underline{k}_{S_1} - \underline{k}_{L_2} + \underline{k}_{S_2}) \cdot \underline{r} + \varphi_{L_1} - \varphi_{L_2}\right] = 0 \quad (\text{A. 58})$$

Ceci doit se vérifier pour tout \underline{r} donc:

$$\underline{k}_{L_1} - \underline{k}_{S_1} - \underline{k}_{L_2} + \underline{k}_{S_2} = 0 \quad (\text{A. 59})$$

L'équation (A.59) illustre l'adaptation de phase.

Reste alors
$$N_{L_1} + N_{L_2} + 2\sqrt{N_{L_1}N_{L_2}} = 0 \quad (\text{A. 60})$$

Et ceci impose:

$$\boxed{N_{L_1} = N_{L_2}} \quad (\text{A. 61})$$

et

$$\boxed{\varphi_{L_1} - \varphi_{L_2} = \pi} \quad (\text{A. 62})$$

Références bibliographiques

1. S.V. Kartalopoulos, "DWDM: networks, devices, and technology", John Wiley & Sons, 2002.
2. S. Bigo et W. Idler, "Des térabits par seconde sur une fibre TeraLight™ d'Alcatel", Revue des Télécommunications d'Alcatel, pp288-296, 4e trimestre 2000.
3. G.P. Agrawal, "Fiber-optic communication systems", Wiley-Interscience, 3rd edition, 2002.
4. H. Zmuda and E. Toughlian, "Photonics aspects of modern radars", Artech House, 1994.
5. J. Darricau, "Radars – Principes et éléments de base", Techniques de l'Ingénieur, Vol. TEB3, 09/1996.
6. M.F. Alam et al., "Fibre-optic network architectures for on-board digital avionics signal distribution", International Journal of Communications Systems, Vol. 15, pp 175-190, 01/2002
7. A.H. Gnauck, T.E. Darcie, G.E. Bodeep, "Comparison of direct and external modulation for CATV lightwave transmission at 1,5µm wavelength", Electronics Letters, Vol. 28, No. 20, pp 1875-1876, 09/1992.
8. S. Norcia, "Augmentation de la profondeur de modulation de signaux hyperfréquence sur porteuse optique par effets non linéaires dans les fibres", thèse Paris XI, 10/2004.
9. R.J. Mailloux, "Phased array antenna handbook", Artech House, 1994.
10. E. Udvary, T. Bánky, A. Hilt, T. Marozsák, "Noise and gain properties of semiconductor optical amplifiers", Optical Wireless Workshop in the Framework of the European MOIKIT project, 03/2001.
11. J.A. Overbek et al., "Required energy for a laser radar system incorporating a fiber amplifier or an avalanche photodiode", Applied Optics, Vol. 34, No. 33, pp 7724-7730, 11/1995.
12. J. Bromage, "Raman amplification for fiber communications systems", Journal of Lightwave Technology, Vol. 22, No. 1, pp 79-93, 01/2004.

13. D. Krautheimer, M. Syed, D. Sundberg, "Fiber-optic link connects 10GHz signals", *Microwaves & RF*, Vol. 39, No. 4, pp 133-139, 04/2000.
14. H. Nguyen et al., "Fiber-optic communication links suitable for on-board use in modern aircraft", Technical Report NASA/TM2004-212971, 04/2004.
15. R. Simons, "Optical control of microwave devices", Artech House, 1990.
16. F. Semendy and E. Katzen, "Microwave fiber optic links for phased arrays", *Proceedings of the SPIE*, Vol. 0886, pp 247-255, 01/1988.
17. W.E. Stephens and T.R. Joseph, "System characteristics of direct modulated and externally modulated RF fiber-optic links", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 5, No. 3, pp 380-387, 03/1987.
18. E.I. Ackerman and C.H. Cox III, "RF fiber-optic link performance", *IEEE Microwave Magazine*, Vol. 2, No. 4, pp 50-58, 12/2001.
19. A. Loayssa, D. Benito, M.J. Garde, "Optical carrier Brillouin processing of microwave photonic signals", *Optics Letters*, Vol. 25, No. 17, pp 1234-1236, 09/2000.
20. B. Cabon, J. Chazelas, D. Dolfi, "Optoélectronique hyperfréquence: des composants aux architectures de traitement des signaux hyperfréquences", *Techniques de l'Ingénieur*, Vol. E3, 11/2003.
21. Agere Systems Inc., "RF and microwave fiber-optic design guide", Application Note, 04/2001.
22. C. Cox, E. Ackerman, G. Betts, "Relationship between gain and noise figure of an optical analog link", *IEEE MTT-S International Symposium Digest, San Francisco*, Vol. 3, pp 1551-1554, 06/1996.
23. B. Smith et al., "Optical fibre communications between radio telescope in the european VLBI network", Jodrell Bank Observatory, Manchester, 06/2000.
24. J. Herrera, F. Ramos, J. Marti, "Nonlinear distortion generated by semiconductor optical amplifier boosters in analog optical systems", *Optics Letters*, Vol. 28, No. 13, pp 1102-1104, 07/2003.
25. Thomson-CSF LCR, "Étude SOA", PEA Photonique Hyperfréquence, Distribution Optique associée aux capteurs, document interne.
26. E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers, principles and applications", Wiley Interscience, 09/2002.
27. D. Bayart, "Erbium doped and Raman fiber amplifiers", *C.R. Physique* 4, pp 65-74, 2003.
28. R.I. Laming, R.S. Vodhanel, "0.1-15GHz AM and FM response of erbium-doped fiber amplifier", *Electronics Letters*, Vol. 25, No. 17, pp 1129-1130, 1989.

29. P. Goldgeier and G. Eisenstein, "Broadband microwave optical fiber links transmitting over long distances with optical amplification", *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 9, No. 1, pp 40-42, 01/1999.
30. M.-B. Bibey et al., "Low phase noise microwave optical links including EDFA", Thomson-CSF LCR.
31. Y. Aoki, "Properties of fiber Raman amplifiers and their applicability to digital optical communication systems", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, No. 7, pp 1225-1239, 07/1988.
32. F. DeMartini and J. Ducuing "Stimulated Raman scattering in Hydrogen: a measurement of the vibrational lifetime", *Physical Review Letters*, Vol. 17, No. 3, pp 117-119, 07/1966.
33. G. Eckhardt et al., "Stimulated Raman scattering from organic liquids", *Physical Review Letters*, Vol. 9, No. 11, pp 455-457, 12/1962.
34. V.V. Grigoryants et al., "Spectra of stimulated Raman scattering in silica-fiber waveguides", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 9, No. 4, pp 351-352, 07/1977.
35. R.H. Stolen and E.P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides", *Applied Physics Letters*, Vol. 22, No. 6, pp 276-278, 03/1973.
36. C.V. Raman and K.S. Krishnan, "A new type of secondary radiation", *Nature*, Vol. 121, No. 3048, pp 501-502, 03/1928.
37. E.J. Woodbury and W.K. Ng, "Ruby laser operation in the near IR", *Proc. I.R.E.*, Vol. 50, pp 2367, 07/1962
38. R.W. Hellwarth, "Theory of stimulated Raman scattering", *Physical Review*, Vol. 130, No. 5, pp 1850-1852, 06/1963.
39. Y.R. Shen and N. Bloembergen, "Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering", *Physical Review*, Vol. 137, No. 6A, pp 1787-1805, 03/1965.
40. Y.R. Shen, "The principles of nonlinear optics", John Wiley & Sons, 1984.
41. R.W. Boyd, "Nonlinear optics", 2nd edition, Academic Press, 2003.
42. G.P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", 3rd edition, Academic Press, 2001.
43. R.G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering", *Applied Optics*, Vol. 11, No. 11, pp 2489-2494, 11/1972.
44. E. Desurvire, "Amplification par effet Raman", *Revue technique Thomson-CSF*, Vol. 15, No. 3, pp 828-863, 09/1983
45. R.H. Stolen, "Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-15, No. 10, pp 1157-1160, 10/1979.

46. M. Ikeda, "Stimulated Raman amplification characteristics in long span single-mode silica fibers", *Optics Communications*, Vol. 39, No. 3, pp148-152, 10/1981.
47. J. Auyeung and A. Yariv, "Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-14, No. 5, pp 347-352, 05/1978.
48. C. Yijiang and A.W. Snider, "Saturation and depletion effect of Raman scattering in optical fibers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, No. 7, pp1109-1116, 07/1989.
49. J. Hiroishi et al., "Development of highly nonlinear fibers for optical signal processing", *Furukawa Review*, No. 23, pp 21-25, 2003.
50. N. Uchida, "Development and future prospects of optical fiber technologies", *IEICE Transactions on Electronics*, Vol. E85-C, No. 4, pp 868-880, 04/2002.
51. T.A. Birks et al., " Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber", *Technical Digest Optical Fiber Communication Conference, OFC'04*, Los Angeles, Post-deadline paper PDP24, 02/2004.
52. J. Marcou, F. Brechet, P. Roy, "Design of weakly guiding Bragg fibres for chromatic dispersion shifting towards short wavelengths", *Journal of Optics A: Pure & Applied Optics*, Vol. 3, No. 6, pp S144–S153, 11/2001
53. B. Kuhlmeiy, G. Renversez, D. Maystre, "Chromatic dispersion and losses of micro-structured optical fibers", *Applied Optics*, Vol. 42, No. 4, pp 634-639, 02/2003.
54. E.M. Dianov, "Advances in Raman fibers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, No. 8, pp 1457-1462, 08/2002.
55. Z. Yusoff et al., "Raman effects in a highly nonlinear holey fiber: amplification and modulation", *Optics Letters*, Vol. 27, No. 6, 03/2002.
56. S. Yiou et al., "Stimulated Raman scattering in an ethanol core microstructured optical fiber", *Optics Express*, Vol. 13, No. 12, pp 4786-4791, 06/2005.
57. F. Benabid et al., "Stimulated Raman scattering in Hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber", *Science*, Vol. 298, No. 5592, pp 399-402, 10/2002.
58. J. Bromage, K. Rottwitt, M.E. Lines, "A method to predict the Raman gain spectra of germanosilicate fibers with arbitrary index profiles", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 1, pp 24-26, 01/2002.
59. A.R. Chraplyvy, J. Stone, C.A. Burrus, "Optical gain exceeding 35dB at 1.56 μ m due to stimulated Raman scattering by molecular D₂ in a solid silica optical fiber", *Optics Letters*, Vol. 8, No. 7, pp 415-417, 07/1983.
60. P.A. Thielen et al., "Raman Amplification in As-Se Fiber", *Nonlinear Materials: Growth, Characterization, Devices, and Applications*, *Proceedings of SPIE*, Vol. 4628, pp 74-77, 01/2002.
61. M. Nakazawa, "Highly efficient Raman amplification in a polarization-preserving optical

- fiber", Applied Physics Letters, Vol. 46, No. 7, pp 628-630, 04/1985.
62. X. Xu, "Stimulated Raman spectrum threshold in poly(methyl methacrylate) optical fibers", Optics Communications, Vol. 199, No.1-4, pp 89-93, 11/2001.
63. D. Mahgerefteh et al., "Effect of randomly varying birefringence on the Raman gain in optical fibers", Proceedings CLEO'97 Baltimore, Vol. 11, pp 447, 05/1997
64. Q. Lin and G.P. Agrawal, "Polarization mode dispersion-induced fluctuations during Raman amplifications in optical fibers", Optics Letters, Vol. 27, No. 24, pp 2194-2196, 12/2002.
65. S. Popov, E. Vanin, G. Jacobsen, "Influence of polarization mode dispersion value in dispersion-compensating fibers on the polarization dependence of Raman gain", Optics Letters, Vol. 27, No. 11, pp 848-850, 05/2002.
66. K. Mochizuki, N. Edagawa and Y. Iwamoto, "Amplified spontaneous Raman scattering in fiber Raman amplifiers", Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, No. 9, pp 1328-1333, 09/1986.
67. D. Dahan and G. Eisenstein, "The properties of amplified spontaneous emission noise in saturated fiber amplifiers operating with CW signals", Optics Communications, Vol. 236, No. 4-6, pp 279-288, 03/2004.
68. C.R.S. Fludger, V. Handerek, R.J. Mears , "Pump to signal RIN transfer in Raman Fiber amplifiers", Journal. of Lightwave Technology, Vol. 19, No. 8, pp 1140-1148, 08/2001.
69. M.D. Mermelstein, K. Brar, C. Headley, "RIN transfer measurement and modeling in dual order Raman fiber amplifiers", Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No. 6, pp 1518-1523, 06/2003.
70. N.A. Olsson and J. Hegarty, "Noise properties of a Raman amplifier", Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, No. 4, pp 396-399, 04/1986.
71. M.L. Dakss and P. Melman, "Amplified Spontaneous Raman Scattering and Gain in Fiber Raman Amplifiers", Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-3, No. 4, pp 806-813, 08/1985.
72. A.J. Seeds, "Microwave photonics", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 50, No. 3, 03/2003.
73. B. Bobbs and C. Warner, "Raman-resonant four-wave mixing and energy transfer", Journal of the Optical Society of America B, Vol. 7, No. 2, 02/1990.
74. Y. Chen, "Combined processes of stimulated Raman scattering and four-wave mixing in optical fibers", Journal of the Optical Society of America B, Vol. 7, No. 1, 01/1990.
75. K. Petermann, "Laser diode modulation and noise, Advances in Optoelectronics", Kluwer Academic Publishers, KTP scientific Publishers, Tokyo, 1988.
76. D. Vakhshoori et al., "Raman amplification using high-power incoherent semiconductor

pump sources", Technical Digest Optical Fiber Communication Conference, OFC'03, Atlanta, Post-deadline paper PD47, 03/2003.

77. A.A. Fotiadi et al., "Origin of uniform pump-to-Stokes relative intensity noise (RIN) transfer in Raman fiber lasers", Proceedings IEEE/LEOS Benelux Chapter 10th Annual Symposium, Mons, 12/2005.

78. N. Bloembergen and Y. Shen, "Coupling between vibrations and light waves in Raman laser media", Physical Review Letters, Vol. 12, No. 18, pp 504-507, 05/1964.

79. M. D. Duncan et al., "Parametric Raman gain suppression in D2 and H2," Optics Letters, Vol. 11, No. 12, pp 803-805, 12/1986.

80. M. Yan, E.G. Rickey, Y. Zhu, "Suppression of two-photon absorption by quantum interference", Physical Review A, Vol. 64, No. 4, 043807, 10/2001.

81. F. de Rougemont and R. Frey, "Nonlinear-optical-balance quenching through intracavity nonlinear interactions", Physical Review Letters, Vol. 60, No. 20, pp 2010-2013, 05/1988.

82. J.A. Levenson et al., "Reduction of quantum noise in optical parametric amplification", Journal of the Optical Society of America B, Vol. 10, No. 11, pp 2233-2238, 11/1993.

83. E.A. Golovchenko et al., "Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 26, No. 10, pp 1815-1820, 10/1990.

84. S. Trillo and S. Wabnitz, "Parametric and Raman amplification in birefringent fibers", Journal of the Optical Society of America B, Vol. 9, No. 7, pp 1061-1082, 07/1992.

85. T. Sylvestre et al., "Suppression of stimulated Raman scattering in optical fibres by power-controlled multifrequency pumping", Optics Communications, Vol. 159, No. 1-3, pp 32-36, 01/1999.

86. P.T. Dinda et al., "Demonstration of stimulated-Raman-scattering suppression in optical fibers in a multifrequency pumping configuration", Journal of the Optical Society of America B, Vol. 16, No. 5, pp 757-767, 11/1999.

87. E. M. Dianov et al., "Nonlinear effects in optical fibers", Harwood Academic, 1989.

88. A.R. Chraplyvy, "Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities", Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, No. 10, pp 1548-1557, 10/1990.

89. Y. Shen, "Basic considerations of four-wave mixing and dynamic gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 22, No. 8, pp 1196- 1203, 08/1986.

90. D.M. Baney, P. Gallion, R.S. Tucker, "Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers", Optical fiber Technology, Vol. 6, No. 2, pp 122-154, 04/2000.

91. M. Joindot et I. Joindot, "Fibres optiques pour télécommunications", Les Techniques de l'Ingénieur, Dossier E 7 110, 05/1999.

92. I. Flammer, C. Martinelli, P. Guenot, "Raman gain prediction in germano-silicate single mode fibers", Technical Digest Optical Amplifiers and Their Applications, OAA2002, Vancouver, paper OMC2-1, 07/2002.
93. S.G. Farwell and C.R.S. Fludger, "Experimental determination of variation of the Raman gain efficiency coefficient with fiber mode field diameter and effect on Raman gain", Proceedings 28th European Conference on Optical Communication, ECOC2002, Copenhagen, 09/2002.
94. S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, "Characterization of double Rayleigh scatter noise in Raman amplifiers", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 12, No. 5, pp 528-530, 05/2000.
95. P. Parolari et al., "Double Rayleigh scattering noise in lumped and distributed Raman amplifiers", Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No. 10, pp 2224-2228, 10/2003.
96. S. Wu et al., "Theoretical and experimental investigation of conversion of phase noise to intensity noise by Rayleigh scattering in optical fibers", Applied Physics Letters, Vol. 59, No. 10, pp 1156-1158, 09/1991.
97. P.B. Hansen et al., "Rayleigh scattering limitations in distributed Raman pre-amplifiers", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, No. 1, pp 159-161, 01/1998.
98. S.H. Chang et al., "Limitations in fibre Raman amplifiers imposed by Rayleigh scattering of signals", Electronics Letters, Vol. 38, No. 16, pp 865-867, 08/2002.
99. K. Tai, A. Hasegawa, A. Tomita., "Observation of modulational instability in optical fibers", Physical Review Letters, Vol. 56, No. 2, pp 135-138, 01/1986.
100. A.S. Gouveia-Neto, M.E. Faldon, J.R. Taylor, "Raman amplification of modulational instability and solitary-wave formation", Optics Letters, Vol. 13, No. 11, pp 1029-1031, 11/1988.