



HAL
open science

Laser à fibre multimode avec remise en forme de faisceau par diffusion Brillouin stimulée

Bastien Steinhausser

► **To cite this version:**

Bastien Steinhausser. Laser à fibre multimode avec remise en forme de faisceau par diffusion Brillouin stimulée. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT: . tel-00864743

HAL Id: tel-00864743

<https://pastel.hal.science/tel-00864743>

Submitted on 23 Sep 2013

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.

THALES RESEARCH & TECHNOLOGY – FRANCE

UNIVERSITÉ DE PARIS – SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Bastien STEINHAUSSER

**Laser à fibre multimode
avec remise en forme de faisceau
par diffusion Brillouin stimulée**

soutenue le 1^{er} juillet 2009 devant la commission d'examen composée de :

M.	Arnaud BRIGNON	
Mme.	Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT	Rapportrice
M.	Patrick GEORGES	Directeur de Thèse
M.	Jean-Louis LE GOUËT	Président
M.	Guy MILLOT	Rapporteur
M.	Stéphane RANDOUX	

À ma mère...

Remerciements

J'ai passé mes trois années de thèse à Thales Research & Technology à Palaiseau, initialement dans le Département d'Optique et d'Optronique, puis dans le Groupe de Physique. Je remercie en premier lieu leurs directeurs respectifs Jean-Paul Castera, et Emmanuel Desurvire de m'y avoir accueilli. Je remercie aussi grandement Pierre Chavel du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, pour avoir permis cette thèse en collaboration avec son laboratoire et pour m'y avoir accueilli quelques temps lors de la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie Agnès Desfarges-Berthelemot et Guy Millot pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse. Mes remerciements vont aussi à Stéphane Randoux pour avoir examiné ce travail. Nos discussions et leurs remarques judicieuses m'ont aidé à l'amélioration de ce manuscrit. Merci enfin à Jean-Louis Le Gouët d'avoir eu la gentillesse de présider ce jury.

Je remercie Patrick Georges qui m'a fait le plaisir d'être mon directeur de thèse. Tu as été présent tout au long de la thèse, apportant tes conseils, recentrant les travaux et proposant tes idées : merci pour ce suivi régulier qui m'a beaucoup apporté. Un grand merci aussi pour ta relecture assidue et tes corrections du manuscrit, sans parler de tes relances sur une rédaction à étapes...

Je souhaite aussi vivement remercier la DGA qui a apporté son financement à cette thèse, mais pas seulement. Je remercie d'une façon générale les personnes de la MRIS (Mission pour la Recherche et l'Innovation Scientifique) pour l'organisation de la vie des doctorants à travers les diverses rencontres organisées qui enrichissent l'expérience du doctorat. J'adresse un merci particulier à Bruno Desruelle, responsable du domaine Optronique qui a suivi directement mes travaux pour la DGA, et qui m'a donné l'opportunité de structurer un travail de bibliographie essentiel à travers une participation à la revue Poloq (revue Prospective Orientée Lasers et Optique Quantique) de la DGA.

Ma reconnaissance va aussi aux responsables des laboratoires de TRT auxquels j'ai été attaché (administrativement, mais pas seulement...) et qui m'ont permis de travailler dans d'excellentes conditions : Eric Lallier du côté des Sources Laser, et Arnaud Brignon pour le Laboratoire de Photonique Avancée.

Eric, merci de m'avoir fait profiter de ta grande expérience des lasers de puissance et

de tes conseils avisés pour mener à bien les expérimentations.

Arnaud, merci d'abord de m'avoir proposé ce sujet de thèse passionnant et d'avoir encadré mon travail au quotidien pendant ces trois années. Outre le fait de m'avoir énormément appris sur le plan scientifique, tu as guidé et orienté mon travail avec pertinence, sens de l'essentiel et rigueur bien sûr, mais aussi avec recul, confiance et humour en toute circonstance. Merci encore !

Je remercie aussi Jean-Pierre Huignard, qui a également été un proche encadrant. Jean-Pierre, merci pour nos discussions régulières, vos nombreuses idées, votre esprit critique et votre intérêt constant pour la progression des expérimentations.

Un grand merci à tous les doctorants et collègues de TRT, grâce auxquels l'expérience de la thèse a été si passionnante scientifiquement et humainement.

Merci à Laurent Lombard, David Faye, Simon Richard, Noémie Seguin, et Augustin Mignot, pour l'ambiance des bureaux que j'ai partagé avec vous. Laurent, tu m'as tout de suite passionné lors de ma première visite à Corbeville, et j'ai par la suite grandement bénéficié de ton travail ; merci encore. David, Simon, merci de votre accueil du début et de votre aide par la suite. Noémie, sans toi le bureau aurait été bien moins drôle. Augustin, merci pur nos grands débats (pas toujours à propos de science, et souvent passionnés).

Merci aussi à tous les autres qui ont fait que l'ambiance était si bonne, entre réunions de labo, discussions devant les manips, les pauses café, les régals et les tournois de Poker : Sébastien Demoustier, Sylvain Schwartz, Romain Czarny, Loïc Morvan, Stéphanie Molin, Sylvie Tonda, Jérôme Bourderionnet, Mehdi Alouini, Ghaya Baili, Grégoire Pillet, Perrine Berger, Nicolas Millet, Céline Ribot, Yohan d'Hose, Sébastien Laux, Thierry Lamarque, Vincent Sincholle, Bertrand Batouncof, Muriel Schartz, Dominique Papillon, Anne Deboulbé, Christian Larat, Gilles Feugnet, Arnaud Grisard, Thierry Debuisschert, Daniel Dolfi, Patrick Feneyrou, Laure Lee, Brigitte Loiseau, Jean-Paul Pocholle, Barbara Petit.

Je souhaite dire quelques mercis particuliers à ... Muriel pour, entre autres, m'avoir appris les techniques de clivage et de polissage des fibres : j'ai dû les utiliser tellement de fois (mais quand on aime on ne compte pas) ! Sébastien pour nos différents échanges sur la thèse, et le reste. Ghaya pour ta gentillesse et tes cours d'arabe de l'été 2007.

Je tiens aussi à remercier l'équipe ELSA du LCFIO, avec qui j'ai pu échanger pendant ces trois ans, et qui m'a accueilli quelques temps pendant la rédaction du manuscrit.

Je remercie également tous mes collègues de Thales Laser pour leur soutien et leurs encouragements, et en particulier Stéphane Branly et Romain Czarny. Stéphane, merci encore pour ta confiance et tes encouragements. Romain, un grand merci pour cette année et demi à tes côtés et pour ton enthousiasme sans faille.

Enfin un grand merci à ma famille et à mes amis. Leur soutien a aussi été d'une grande importance, et j'ai pu le mesurer de nombreuses fois.

Merci à Mustapha, Latifa, Cyrine, Nadia et Yasser, pour leur ouverture et leur si

grande générosité.

Merci à mon père Michel et à Christiane, simplement pour tout.

Le dernier merci est pour toi Asma. Merci de ton soutien et d'avoir supporté ces mois de rédaction, merci aussi de ton courage et de ta ténacité. Mais surtout, merci d'être toi-même et d'avoir apporté les choses les plus précieuses à ma vie.

Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	ix
Introduction	xi
1 Lasers à fibre et remise en forme de faisceau : généralités	1
1.1 Lasers et amplificateurs à fibre	3
1.2 État de l'art des lasers à fibre	10
1.3 Remise en forme de faisceau	17
2 Remise en forme spatiale par diffusion Brillouin stimulée : étude théorique et simulations numériques	31
2.1 Physique de l'effet Brillouin	33
2.2 Effet Brillouin dans une fibre multimode	45
2.3 Dynamique de l'effet Brillouin	57
2.4 Interaction pompe-sonde : mélange à deux ondes	66
3 Chaîne laser MOPA à fibre multimode co-dopée Er :Yb	73
3.1 Description de l'architecture MOPA	75
3.2 Mise au point expérimentale	78
4 Étude expérimentale du nettoyage de faisceau par diffusion Brillouin stimulée	97
4.1 Générateur Brillouin	99
4.2 Amplificateur Brillouin	108
4.3 Recyclage de la polarisation de la pompe	118
Conclusion générale	127
Annexes :	131
A Conventions électromagnétiques et propagation modale	131
A.1 Notations	131
A.2 Équations de base	132
A.3 Propagation modale dans une fibre optique	134

B Effet Brillouin dans une fibre multimode : prise en compte de la déplétion de la pompe	141
C Méthode de mesure d'énergie	143
D Caractérisation des préamplificateurs en régime continu	145
D.1 Amplificateur 20 dBm	145
D.2 Amplificateur 30 dBm	146
Publications et Conférences	149
Bibliographie	151
Glossaire	161
Acronymes	161
Symboles	163

Introduction

Ces dernières années, le marché des lasers à fibres a connu un essor impressionnant dans de nombreux domaines. Développés initialement par le secteur des télécommunications optiques, à base de fibres dopées erbium, les lasers à fibres essaient aujourd'hui dans de nombreux autres secteurs tant industriels (marquage, découpe, soudure, . . .), que civils ou de défense (communications en espace libre, mesures à distance). Diverses ruptures technologiques sont à l'origine de ce développement spectaculaire. L'amélioration importante des performances des diodes de pompage tout d'abord, en terme de puissance accessible, de fiabilité et de durée de vie. Mais aussi la souplesse acquise dans la conception des fibres optiques, avec la disponibilité d'une grande variété de dopants et de géométrie même de la fibre. C'est l'innovation sur ce dernier point qui confère enfin aux fibres actuelles tout leur potentiel, principalement grâce à l'utilisation de fibres à double gaine qui permet d'accéder à des puissances battant régulièrement de nouveaux records. Les particularités de la propagation guidée confèrent par ailleurs des avantages importants aux lasers à fibres par rapports aux autres lasers solides : efficacité, bonne qualité de faisceau, gestion simplifiée de la thermique et une grande compacité.

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire se sont inscrits dans une application des lasers à fibres dans le domaine du LIDAR (*LIght Detection And Ranging*) cohérent, ceci dans le cadre du projet européen FIDELIO (*FIber laser Development for nExt generation LIidar Onboard detection system*). Le but est de répondre à un besoin de détection et de mesure des tourbillons de sillage en bout d'aile d'avion (figure 1), mesure particulièrement intéressante en phase de décollage et d'atterrissage. Si l'objet visé par le faisceau de longueur d'onde λ est animé d'une vitesse v dans la direction incidente, une faible partie du faisceau est rétro-diffusée et décalée en fréquence de $\Delta\nu = -2v/\lambda$. Après collection de ces photons rétro-diffusés, la détection se fait par mélange hétérodyne avec un oscillateur local. De plus, l'utilisation d'une source impulsionnelle permet la mesure de la distance de la cible par la mesure du temps de vol. Pour cette application précise, les sources fibrées sont particulièrement attractives en raison de leur faible encombrement (embarquabilité) et leur bonne efficacité (faible consommation énergétique). Les caractéristiques visées pour une telle source laser sont typiquement les suivantes :

- Une longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$ pour un faisceau à sécurité oculaire.
- Une largeur spectrale de l'ordre de $\Delta\nu = 1 \text{ MHz}$ pour obtenir une fidélité en vitesse de 1 m.s^{-1} .

- Une durée d’impulsion τ_p assez courte pour permettre la localisation précise (par mesure du temps de vol) dans un volume de largeur $c\tau_p$. Néanmoins, la largeur spectrale doit, comme on vient de le noter, rester compatible de la résolution vitesse recherchée. Il convient donc d’obtenir des impulsions limitées par transformée de Fourier pour lesquelles la largeur est minimale ($\Delta\nu\tau_p = \text{constante}$). Pour une largeur de 1 MHz, la durée d’impulsion doit être comprise entre 500 ns et 1 μs .
- Sur une cible diffuse, la portée du système est proportionnelle à l’énergie des impulsions. Celle-ci doit alors être dans la gamme du mJ pour atteindre les portées nécessaires de quelques km.
- Enfin, un taux de répétition de plusieurs kHz permet l’augmentation du rapport signal à bruit de détection grâce à la possible sommation du signal issu de plusieurs impulsions.



Figure 1 – Observation des tourbillons de sillage en bout d’aile (vortex).

Cependant, dans ce type d’application et même d’une façon plus générale, la montée en puissance ou en énergie des sources fibrées est limitée par l’augmentation de l’éclairement dans le cœur de la fibre optique. C’est en effet la cause de l’apparition d’effets non linéaires parasites, tels que les diffusions Brillouin et Raman stimulées, en plus de problème de tenue au flux de la fibre aux interfaces air-verre. Pour résoudre cette problématique, de nombreux travaux sont menés actuellement avec principalement deux voies d’étude.

La première consiste à recombinaison un nombre important de faisceaux issus de différentes fibres laser, chacune gardant ses limitations intrinsèques. Cette recombinaison peut être soit incohérente [1] (multiplexage en longueurs d’onde), soit cohérente par des techniques de contrôle actif de la phase [2] ou basée sur l’utilisation d’effets non linéaires [3].

La seconde approche consiste à utiliser des fibres à large cœur. Avec une ouverture numérique réduite, de telles fibres peuvent maintenir une propagation monomode du fais-

ceau et l'obtention de faisceau de très fortes puissances : les records de puissance obtenus régulièrement utilisent de telles fibres.

La conception d'une source fibrée impulsionnelle alliant à la fois haute énergie par impulsion et faible largeur spectrale demande une attention plus poussée pour le contournement des effets non linéaires, et en particulier de la diffusion Brillouin stimulée. L'approche que nous présentons dans cette thèse est alors basée sur l'utilisation de fibres dopées à très large cœur. Cela permet l'obtention d'une énergie importante sans limitation par les effets non linéaires. En revanche, la qualité du faisceau se trouve nettement dégradée en raison de la propagation multimode de telles fibres. Afin de retrouver une qualité de faisceau indispensable à l'application, il convient alors de remettre en forme le faisceau.

Des techniques d'optique non linéaire sont particulièrement intéressantes pour réaliser cette fonction de remise en forme de faisceau. Ces techniques ont d'ailleurs été étudiées dès le développement des lasers de forte puissance [4, 5]. Dans ce cas, le taux de pompage élevé du milieu actif (cristal ou verre) est la source d'aberrations, de déformations et de dépolarisations du front d'onde, principalement en raison des contraintes thermiques. L'utilisation de méthodes non linéaires a plusieurs intérêts. Le premier est de permettre l'obtention d'un faisceau remis en forme tant en champ proche qu'en champ lointain. Un second est la possibilité d'utiliser un phénomène non linéaire dont les propriétés sont directement adaptées aux caractéristiques (spectrales, énergétiques, . . .) du faisceau que l'on veut traiter. Parmi les méthodes de remise en forme, on peut par exemple citer la conjugaison de phase optique par mélange d'ondes dans les milieux laser, ou par diffusion Brillouin stimulée.

La direction choisie dans cette thèse a donc été de séparer l'obtention de l'énergie de celle de la qualité de faisceau. Nous avons ainsi développé une chaîne amplificatrice de type MOPA (oscillateur maître et amplificateur de puissance) basée sur l'utilisation des fibres fortement multimodes. Un schéma de nettoyage de faisceau utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode a ensuite été étudié et mis en place expérimentalement. Comme on vient de l'évoquer, cette approche est très intéressante car elle met à profit l'effet non linéaire qui limite l'augmentation de la puissance crête dans un laser à fibre de faible largeur spectrale. Ainsi la technique employée est parfaitement adaptée aux caractéristiques du faisceau laser.

Ce mémoire est organisé de la façon suivante. Le **Chapitre 1** présente tout d'abord quelques généralités sur les lasers à fibres. Nous y dressons un état de l'art montrant la montée en puissance de ce type de source ces dernières années. Nous détaillons par ailleurs la problématique de cet accroissement de puissance vis à vis des limitations par les effets non linéaires exacerbés dans le cœur de la fibre. Enfin, nous présentons de façon générale les techniques de remise en forme de faisceau et leur application aux sources fibrées.

Dans le **Chapitre 2**, nous étudions théoriquement la diffusion Brillouin stimulée (DBS) qui est l'effet limitant l'énergie pour un laser à fibre de faible largeur spectrale. Après une présentation générale de l'interaction Brillouin, nous présentons un modèle

spatial, au seuil de l'interaction, modèle développé dans une thèse précédemment effectuée au sein du laboratoire [6]. Cette description permettra de dégager clairement deux régimes de fonctionnement particulièrement intéressants : la conjugaison de phase et le nettoyage de faisceau. Il apparaîtra que pour les caractéristiques recherchées, le nettoyage de faisceau par DBS est très bien adapté. Nous étudierons enfin une configuration originale d'amplification Brillouin apportant au nettoyage de faisceau la capacité supplémentaire de préserver une faible largeur spectrale au faisceau remis en forme.

Les chapitres suivants sont consacrés au travail expérimental de la thèse.

Le **Chapitre 3** présente la mise au point d'une chaîne amplificatrice de type MOPA, dont le dernier étage est constitué d'une fibre multimode co-dopée Er:Yb. Nous avons ainsi obtenu une chaîne fibrée délivrant une énergie supérieure à 1 mJ par impulsion, pour une durée de l'ordre de 1 μ s, sur un faisceau multimode et dépolarisé.

Le **Chapitre 4** expose enfin l'étude expérimentale du nettoyage de faisceau par DBS dans une fibre multimode à gradient d'indice. Cette étude est menée pour deux configurations : générateur et amplificateur Brillouin. Nous démontrons alors grâce à cette dernière configuration la remise en forme efficace du faisceau multimode et dépolarisé issu de la chaîne MOPA vers un faisceau limité par diffraction et polarisé, tout en préservant la qualité spectrale de l'oscillateur maître.

Chapitre 1

Lasers à fibre et remise en forme de faisceau : généralités

Sommaire

1.1	Lasers et amplificateurs à fibre	3
1.1.1	Description des sources laser fibrées	3
	Architectures, propriétés de base	3
	Pompage par la gaine	4
1.1.2	Limitations à la montée en puissance	6
	Tenue au flux	6
	Effets non linéaires	6
	Augmentation du diamètre du cœur	8
	Résumé	9
1.2	État de l'art des lasers à fibre	10
1.2.1	Régime continu	10
1.2.2	Régime impulsif	11
	Lasers déclenchés	11
	Configurations MOPA	13
1.2.3	Contournement des effets non linéaires	15
	Diminution de la cohérence	15
	Modification du profil d'indice	16
1.3	Remise en forme de faisceau	17
1.3.1	Principe	17
1.3.2	Méthodes linéaires	18
	Correction de phase	18
	Composant diffractif	19
1.3.3	Méthodes non linéaires	20
	Non-linéarités du 3 ^e ordre et remise en forme de faisceau	20
	Conjugaison de phase	22
	Nettoyage de faisceau ou <i>beam cleanup</i>	24

Au cours de ce premier chapitre, nous allons présenter plus en détail la problématique de la montée en puissance des lasers et amplificateurs à fibre. Nous décrirons tout d'abord les sources fibrées dans la première section (1.1). Ce sera l'occasion de souligner la nécessaire augmentation du diamètre du cœur pour dépasser les limitations intrinsèques de la fibre monomode standard. La section 1.2 dresse ensuite un état de l'art des lasers à fibre, illustrant les techniques les plus utilisées actuellement dans le domaine. Enfin, la section 1.3 présente l'alternative explorée dans cette thèse que sont les techniques de remise en forme de faisceau. Celles-ci peuvent en effet permettre de relâcher les contraintes liées à l'augmentation de la puissance tout en apportant une solution au problème de la qualité spatiale du faisceau.

1.1 Lasers et amplificateurs à fibre

Depuis la première évocation du concept par E. Snitzer [7] et sa réalisation au début des années soixante [8], les lasers et amplificateurs à fibre ont connu une grande évolution. Nous rappelons ici les architectures de base des sources fibrées. Nous pourrions ainsi voir leurs avantages certains face aux lasers à solide « massif », mais aussi analyser leurs limitations, inhérentes à la propagation de fortes puissances ou énergies dans la fibre optique.

1.1.1 Description des sources laser fibrées

Architectures, propriétés de base

Le composant de base d'un laser ou d'un amplificateur à fibre est évidemment la fibre dopée (figure 1.1). Afin de permettre l'amplification optique, le cœur de la fibre est dopé avec des ions des terres rares. Ces ions sont portés en inversion de population par pompage optique. Comme nous le verrons, ce sont là deux points clés des lasers à fibre : le signal se propage dans le cœur de sorte que la qualité spatiale du faisceau dépend uniquement du guidage et très peu de la puissance de sortie du laser ; le second étant la géométrie de pompage dont l'optimisation a permis l'augmentation de l'efficacité de ces sources.

Le domaine des télécommunications optiques a très vite étudié la fibre dopée pour la réalisation d'amplificateurs. La maîtrise des procédés de fabrication de fibres monomodes

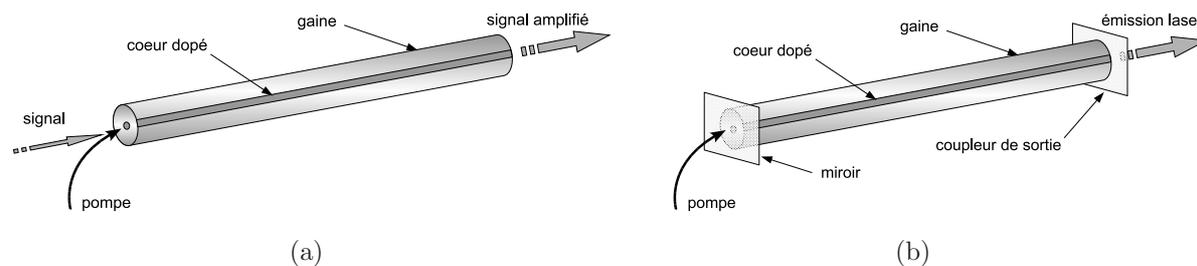


Figure 1.1 – Illustrations schématiques (a) d'un amplificateur et (b) d'un laser à fibre.

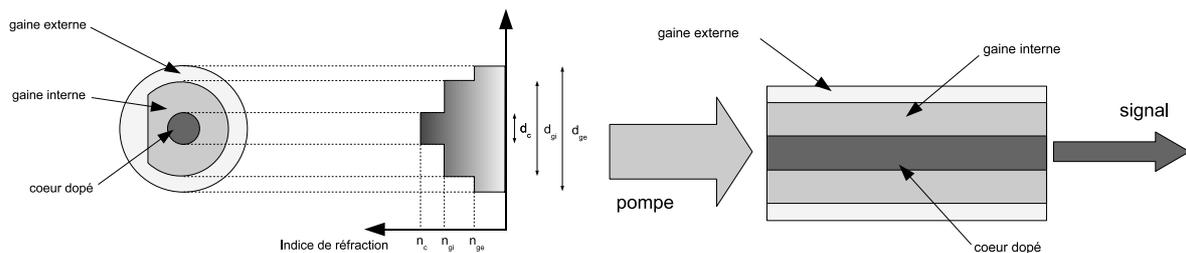
de bonne qualité (dopées comme non-dopées) par MCVD (*Modified Chemical Vapor Deposition*), et l'arrivée sur le marché de diodes laser fiables et de plus en plus puissantes (dans la gamme de quelques watts) a par exemple permis la mise au point d'amplificateurs à fibre dopé erbium (EDFA) pour les systèmes de transmission longue distance. Pour obtenir un laser à fibre, il suffit de placer l'amplificateur à fibre dopée dans une cavité, par exemple entre deux miroirs (figure 1.1(b)). Ces miroirs peuvent être de types très variés. Les plus simples étant les faces clivées ou polies de la fibre elle-même : les réflexions aux interfaces air-verre étant suffisantes pour obtenir l'effet laser dans une fibre du fait du grand gain disponible. Nous pouvons également citer les miroirs de Bragg qui sont très utilisés et permettent une sélectivité spectrale plus fine et la réalisation de lasers monomodes longitudinaux. Le laser à fibre présente alors des avantages très intéressants par rapport aux lasers solides :

- gain important : l'éclairement de la pompe est élevé sur toute la longueur de la fibre, d'où une forte inversion de population ;
- grande efficacité et seuil bas : le guidage conjoint du signal et de la pompe favorise tout d'abord l'absorption de la pompe sur de grandes longueurs et assure un bon recouvrement spatial entre gain et signal. Le rendement des fibres dopées ytterbium peut par exemple atteindre 85% ;
- bonne qualité de faisceau : les caractéristiques transverses sont déterminées par le profil d'indice et le diamètre de la partie active du guide d'onde, et sont donc indépendantes du pompage ;
- grande robustesse grâce à l'auto-alignement de la cavité ;
- compacité et forte intégrabilité grâce à la compatibilité avec de nombreux composants fibrés que l'on peut souder les uns aux autres ;
- nombreuses possibilités dans la conception des fibres, permettant le contrôle de diverses propriétés optiques (dispersion, polarisation, . . .) ;
- réduction des effets thermiques : le grand rapport entre la surface extérieure et le volume actif ($2/R$, avec R le rayon du cœur de la fibre) permet une meilleure dissipation de la chaleur et une réduction notable des effets de lentille thermique dans le milieu à gain ;
- déport des sources de chaleur et des alimentations électriques grâce à l'utilisation de diodes de pompes fibrées ;
- dopages de la silice par les ions des terres rares, tout comme les lasers solides, ouvrant des gammes spectrales variées dans le proche et moyen infrarouge ; les dopants les plus usuels étant les suivants : néodymes et ytterbium ($1 \mu\text{m}$), erbium et erbium-ytterbium ($1,5 \mu\text{m}$), thulium et holmium (autour de $2 \mu\text{m}$).

Pompage par la gaine

Afin d'augmenter la puissance des lasers à fibre, il est nécessaire de disposer d'un pompage encore plus puissant. La géométrie de fibre à *double gaine*, présentée sur la figure 1.2

et dont l'idée remonte à 1974 [9], permet l'utilisation de diodes laser multimodes de très forte puissance. La fibre à double gaine est composée d'un cœur dopé d'indice n_c dans lequel le signal est guidé; la pompe quant à elle se propage dans une première gaine (ou *gaine interne*) en silice non dopée et d'indice n_{gi} . Cette gaine interne a en fait un double rôle : celui de gaine pour le signal et de cœur pour la pompe. Une seconde gaine d'indice $n_{ge} < n_{gi}$ (*gaine externe*) entoure finalement le tout et permet le guidage de la pompe. Cette dernière est généralement faite d'un polymère bas indice ce qui permet d'obtenir une grande ouverture numérique (typiquement $\simeq 0,4$). De cette façon, la gaine interne est fortement multimode, autorisant le couplage de sources de pompage très puissantes mais peu brillantes que sont par exemple les diodes laser à larges rubans mono-émetteur ou multi-émetteur. La puissance délivrée par ce type de diodes peut aller aujourd'hui jusqu'à plusieurs kilowatts, ouvrant le voie aux lasers à fibre de très fortes puissances présentés au paragraphe 1.2. Diverses techniques permettent l'injection de la pompe dans la gaine interne. Outre le couplage direct par les faces de la fibre, nous pouvons citer l'injection par un coupleur multimode fibré [10, 11], par une encoche creusée sur une partie dénudée de la fibre [12, 13], ou encore par un faisceau de fibres fusionnées-étirées [14, 15].



(a) Structure d'une fibre à double gaine, en forme de D .

(b) Schéma de pompage par la gaine.

Figure 1.2 – Géométrie de fibre à double gaine.

L'inconvénient de la structure à double gaine est la diminution de l'absorption de la pompe. Tout d'abord, le recouvrement entre le cœur dopé et la gaine pompée est diminué dans le rapport des surfaces. D'autre part, dans une géométrie totalement cylindrique, certains modes de pompe peuvent ne pas pénétrer le cœur et n'être pas absorbés (rayons ayant une propagation hélicoïdale, et modes en anneaux). Afin de palier à cela, il est possible soit d'augmenter la longueur de la fibre (cela entraîne par contre une augmentation des effets non linéaires, comme nous le verrons par la suite), soit d'augmenter le taux de dopage du cœur (ce qui a des conséquences sur le profil d'indice et l'ouverture numérique); mais il est aussi possible de casser la symétrie de révolution de la gaine interne guidant la pompe. Cette dernière solution, la plus intéressante, est obtenue en modifiant la section de la gaine interne : on passe d'une section circulaire à une section rectangulaire, hexagonale, en forme d'étoile ou de D (comme représenté sur la figure 1.2(a)). Il n'existe alors plus de modes de pompe n'ayant aucun recouvrement avec le cœur dopé.

1.1.2 Limitations à la montée en puissance

Les diverses propriétés que nous venons de mentionner font des fibres dopées aux terres rares des sources très performantes et attractives. Néanmoins, le fort confinement du rayonnement laser dans le cœur, qui est pourtant la raison de bien des avantages, ainsi que la grande longueur d'interaction entraînent des limitations certaines à l'augmentation de la puissance ou de l'énergie de sortie. Du fait de la faible surface effective du faisceau (environ $85 \mu\text{m}^2$ pour une fibre monomode à $1,5 \mu\text{m}$), la densité de puissance/énergie se propageant dans la fibre devient rapidement très importante. La conséquence directe est l'exaltation des effets non linéaires, principale limitation de la fibre en terme de transport et d'extraction de puissance, ainsi que des problèmes de tenue au flux laser du verre. Nous détaillons ici brièvement ces limitations ainsi que les solutions communément apportées pour les contourner.

Tenue au flux

Par rapport à d'autre, la silice fondue est un matériau résistant bien au flux laser de façon générale; Sa rupture ayant lieu pour une densité de puissance de l'ordre de $10 \text{ GW}/\text{cm}^2$. Cependant, la très faible section du faisceau dans le cœur fait que cette limite peut être atteinte : par exemple, un cœur de $100 \mu\text{m}^2$ supportera jusqu'à 10 kW . Si cette limite est haute pour une fibre monomode en régime continu, elle l'est beaucoup moins en régime d'impulsions nanosecondes et inférieures. De plus, le dopage du verre par les terres rares ou d'autres dopants a tendance à faire diminuer cette limite aux alentours de $2 \text{ GW}/\text{cm}^2$. Également, dans le cas d'une propagation multimode il est possible d'atteindre des surintensités locales (au centre ou ailleurs dans le cœur) qui dépassent la limite de claquage du matériau et endommagent la fibre.

Concernant les dommages aux interfaces air-verre (faces de la fibre), il est tout de même possible de contourner le problème par l'utilisation d'un fenêtrage de la fibre (ou *end cap* en anglais) : un barreau de verre est soudé à l'extrémité, de sorte que le faisceau quitte la fibre en n'étant plus guidé et s'élargit progressivement sans rencontrer d'interface. Un fenêtrage de quelques millimètres peut être suffisant pour obtenir un diamètre de faisceau tel qu'il n'y ait aucun risque de rupture du verre.

Effets non linéaires

Les non-linéarités prépondérantes dans les fibres optiques sont des effets du troisième ordre, ceux du second s'annulant dans la silice. Le paramètre clé concernant leur apparition est le produit densité de puissance \times longueur d'interaction. À titre de comparaison, le diamètre de mode dans une fibre optique étant au moins deux ordres de grandeur inférieur à celui d'un laser solide (dizaine de μm contre le mm), et la longueur d'interaction une centaine de fois plus grande (m contre cm), on peut s'attendre à une sensibilité aux non-linéarités 10^6 fois plus grande dans les amplificateurs à fibre par rapport aux amplificateurs solides. Différentes interactions donnent naissance à une susceptibilité du troisième ordre et elles ont des effets divers sur la propagation de l'onde selon le régime

de fonctionnement (continu ou impulsionnel). De façon générale, la conséquence de ces effets est un indice de réfraction dépendant de l'intensité laser [16], qu'ils soient de type Kerr, ou dûs à un phénomène de diffusion stimulée (Raman et Brillouin).

Pour des impulsions brèves (picosecondes et femtosecondes), la réponse instantanée du matériau au champ incident conduit à des effets de type Kerr, qui induisent des distorsions temporelles et spectrales. Ce sont les effets d'auto-modulation de phase (SPM¹), de modulation de phase croisée (XPM²) et le mélange à quatre ondes (FWM³).

En régime nanoseconde, La diffusion Raman stimulée (ou SRS, *Stimulated Raman Scattering*) a pour effet la limitation de la transmission de la fibre, et un élargissement spectral du signal incident. Elle est due à un couplage de l'onde incidente avec des modes de vibration intra-moléculaire. Une partie de l'énergie est transférée au matériau sous la forme de phonons optiques, conjointement à la création d'une onde décalée en fréquence (autour de 13 THz), diffusée co-propagativement. L'interaction donne en fait naissance à une courbe de gain paramétrique d'une largeur de plusieurs terrahertz. Cet effet est d'ailleurs mis à profit dans la réalisation d'amplificateurs Raman en télécommunications optiques. La puissance de seuil d'apparition de la diffusion Raman stimulée peut être évaluée par [17] :

$$P_{seuil}^{SRS} \simeq 16 \frac{A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.1)$$

où A_{eff} désigne la surface effective du mode, g_R le coefficient de gain Raman (environ $6,5 \cdot 10^{-14} \text{ m.W}^{-1}$ dans la silice, à $1,5 \mu\text{m}$) et L_{eff} la longueur effective de l'interaction qui dépend des pertes de la fibre.

En ce qui concerne le domaine des impulsions plus longues, au-delà d'une dizaine de nanosecondes, l'effet dominant est la diffusion Brillouin stimulée (DBS ou SBS, *Stimulated Brillouin Scattering*). C'est aussi un couplage entre photons et phonons, mais cette fois avec des modes de vibration acoustique. L'onde incidente est diffusée contra-propagativement, avec un décalage en fréquence plus faible (environ 10 GHz dans la silice à $1,5 \mu\text{m}$). Le seuil Brillouin s'exprime de façon similaire par [17] :

$$P_{seuil}^{SBS} \simeq 21 \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (1.2)$$

avec g_B le coefficient de gain Brillouin, valant $5 \cdot 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ dans la silice. Au-delà de ce seuil, la transmission de l'onde incidente chute, et l'excès de puissance injectée est rétro-diffusé dans l'onde dite Stokes. Au regard des valeurs respectives des gains Brillouin

1. *Self Phase Modulation* : les fluctuations d'intensité entraînent des fluctuations de phase et produisent un élargissement spectral.

2. *Cross Phase Modulation* : avec plusieurs canaux en présence, les fluctuations d'intensité d'un canal modulent les phases des autres.

3. *Four Wave Mixing* : mélange de fréquences par le biais de la modulation d'indice, générant de nouvelles fréquences.

et Raman, on voit que le seuil Raman est bien plus haut. Cependant, le gain Brillouin dépend de la largeur spectrale de l'onde incidente ($\Delta\nu_P$) : si elle dépasse celle du gain Brillouin $\Delta\nu_B$ alors le gain est réduit selon [18] :

$$\tilde{g}_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_P} \times g_B \quad (1.3)$$

En conséquence, le seuil est fortement dépendant de la pureté spectrale du laser à fibre. La largeur $\Delta\nu_B$ pouvant être faible (quelques dizaines de MHz), les performances des lasers de très faible largeur de raie sont limitées par l'effet Brillouin, tandis que celles des lasers ayant un spectre plus large le sont par l'effet Raman.

Augmentation du diamètre du cœur

Afin de supprimer ces effets non linéaires parasites, il convient donc de réduire la longueur d'interaction dans la fibre, ainsi que d'augmenter le diamètre de son cœur. La question de la qualité de faisceau, avantage de la fibre monomode, fait ici son apparition. En effet, en augmentant le diamètre du cœur, la fibre devient rapidement multimode spatiale. La fréquence normalisée V définie par la relation (1.4), caractérise le comportement modal du guide d'onde. Elle dépend de l'ouverture numérique (ON), du rayon de cœur a ainsi que de la longueur d'onde λ ; la fibre étant monomode à la condition $V < 2,405$.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a ON = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_{gi}^2} \quad (1.4)$$

L'obtention d'une fibre monomode de grand cœur impose donc une réduction de l'ouverture numérique. Ces fibres sont alors dites à large mode, ou fibres LMA (*Large Mode Area*). Comme nous le verrons dans la section 1.2, les fibres LMA à double gaine sont actuellement les plus utilisées dans le domaine. Par la méthode MCVD il est possible de diminuer l'ouverture numérique jusqu'à 0,06 environ. Avec une telle ouverture numérique, le plus grand diamètre acceptable pour rester monomode est de 20 μm à la longueur d'onde de 1,5 μm .

Les techniques de micro-structuration de la fibre sont actuellement en plein essor et offrent un grand nombre de possibilité de conception. Par le procédé de fabrication *Stack and Draw* (empilement de tubes de verres pour former la préforme, puis tirage de la fibre), il est possible de contrôler finement l'ouverture numérique. Des trous (*resp.* plots) d'indices (tubes d'air ou de silice dopée) permettent de diminuer (*resp.* augmenter) l'indice effectif de la gaine. Il est ajusté en jouant sur le diamètre des trous (ou plots) ainsi que leur écartement. Un diamètre de mode fondamental jusqu'à environ 50 μm est alors accessible tout en permettant un fonctionnement laser de très bonne qualité spatiale [19]. Il est à noter que la micro-structuration peut non seulement fixer l'ouverture du cœur signal, mais aussi celle de la gaine interne d'une fibre à double gaine. Des ouvertures au-delà de 0,8 sont réalisables et autorisent l'utilisation de diodes de pompe encore plus puissantes.

D'autres techniques sont également mises en pratique pour obtenir un fonctionnement monomode avec des fibres LMA légèrement multimodes. La plus répandue consiste à courber la fibre sur un petit diamètre : des pertes par courbures plus importantes sur les modes élevés permettent de favoriser le mode fondamental de la fibre [20].

Résumé

Le tableau 1.1 synthétise les caractéristiques importantes à garder à l'esprit concernant les effets non linéaires. Les valeurs numériques utilisées sont issues de la référence [18] et sont basées sur un laser à fibre fonctionnant à $1,5 \mu\text{m}$, longueur d'onde d'intérêt de la suite de la thèse. Nous avons considéré une surface effective de $314 \mu\text{m}^2$, correspondant à une fibre LMA de diamètre $20 \mu\text{m}$ environ. La figure 1.3 représente l'évolution des différentes limites en fonction de la longueur de la fibre. Ces valeurs s'entendant en puissance crête, il apparaît, en première approximation, que pour réaliser un laser de faible largeur de raie, délivrant une énergie de 1 mJ sur $1 \mu\text{s}$ (soit 1 kW crête), une fibre LMA « standard » ne peut convenir telle quelle.

Type	Effet	Régime	Seuil ($P_{seuil} \times L_{eff}$)	Impact sur le signal
Kerr	SPM-XPM	0,1 - 10 ps	6,5 kW.m	déformations temporelles et spectrales, introduction de chirp.
	FWM			échanges d'énergie entre canaux WDM.
Diffusions	Raman	1 ps - 1 ns	77 kW.m	élargissement spectral, transfert d'énergie vers d'autres raies.
	Brillouin	> 1 ns, continu	0,13 kW.m	limitation de la puissance, déformations temporelles.

Table 1.1 – Effets non linéaires apparaissant dans les lasers à fibre de puissance, pour une fibre de $20 \mu\text{m}$ de diamètre, à la longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$.

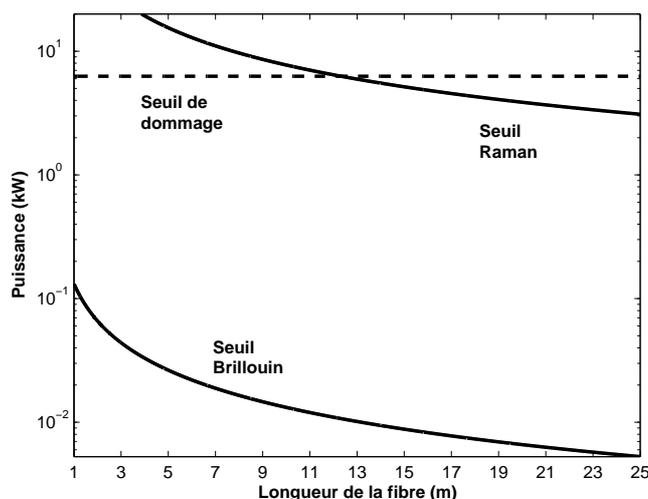


Figure 1.3 – Limitations à la puissance de sortie pour une fibre de $20 \mu\text{m}$ de diamètre, à la longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$.

1.2 État de l'art des lasers à fibre

Nous allons maintenant dresser un état de l'art des sources fibrées de puissance. Nous nous attacherons à souligner les pistes de progrès les plus explorées. Tout d'abord, les performances obtenues en régime continu seront rapidement décrites, puis celles en régime impulsionnel. Enfin, nous analyserons quelques travaux mettant en œuvre des techniques spécifiques pour le contournement des effets non linéaires.

1.2.1 Régime continu

Avec l'apparition des fibres LMA ces dernières années, les lasers à fibre continus (*CW*) ont vu leur puissance croître considérablement, ceci tout en préservant une bonne qualité de faisceau avec des valeurs de M^2 inférieures à 2. La figure 1.4 en fait une illustration flagrante. Le dopage par les ions Yb^{3+} est devenu le standard, offrant une grande efficacité de part son très faible défaut quantique en pompant à 980 nm pour une émission autour de 1 μm . Le rendement optique-optique se situe typiquement aux alentours de 80%. L'augmentation progressive du diamètre de cœur et le pompage par des diodes de plus en plus puissantes (ou plus nombreuses) expliquent en partie ces performances. Ce sont pour la plupart des configurations laser qui présentent un spectre de sortie relativement large⁴, permettant au laser de ne pas être limité par la diffusion Brillouin stimulée, mais par le pompage disponible.

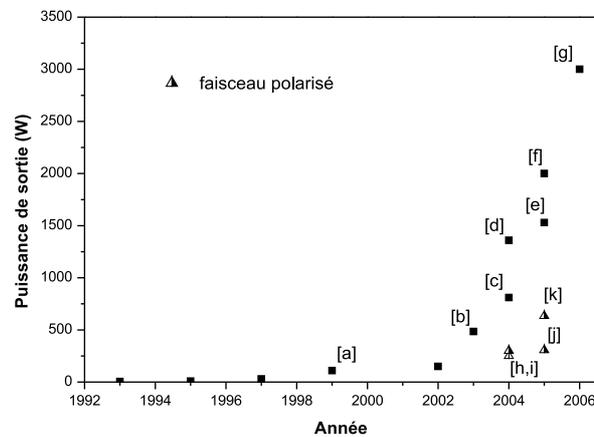


Figure 1.4 – Évolution de la puissance de sortie *CW* des lasers à fibre dopée Yb. Les performances notées [a-k] correspondent respectivement aux références [21–31].

Les applications principales de ces sources fibrées continues dépassant le kilowatt se situent dans l'industrie (usinage, soudure, . . .) ; et par leur nombreux avantages elles supplantent peu à peu les autres types de sources lasers. Il est d'ailleurs aujourd'hui envisageable de mettre au point un laser à fibre délivrant une puissance de 10 kW.

4. La grande longueur de la cavité entraîne en effet un fonctionnement très largement multimode longitudinal.

L'obtention d'un laser à fibre monomode longitudinal étant bien plus complexe, la configuration préférée est celle dite MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) où un oscillateur maître délivrant un signal monofréquence est suivi d'un amplificateur de puissance. La référence [32] présente ce type de source : une fibre LMA dopée Yb, de 28 μm de cœur, amplifie le signal issu d'un laser NPRO⁵ jusqu'à une puissance de 100 W, à la limite d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée, mais sans dégradation du bruit d'intensité du laser.

À 1,55 μm , longueur d'onde à sécurité oculaire, les applications se centrent plutôt autour de ces besoins de cohérence, dans les domaines du Lidar, de la spectroscopie ou de la communication. Le dopant utile est ici l'ion Er^{3+} . Cependant, outre un défaut quantique important, ce dopage présente quelques limitations qui seront présentées plus en détail dans la section 3. Le co-dopage $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ est alors utilisé pour obtenir des sources plus puissantes que les EDFA classiques. En configuration MOPA, nous pouvons citer l'obtention d'une puissance de 14 W avec une fibre monomode [33] et de 83 W avec une fibre ayant un cœur large de 30 μm [34]. Ces deux publications présentent l'amplification de puissance du signal issu d'un laser DFB, en conservant une très bonne pureté spectrale. En configuration laser nous pouvons citer l'obtention de plusieurs dizaine de watts avec une efficacité de 30% et une accordabilité de 50 nm [35] : une fibre 25 μm de cœur est placée en cavité entre une de ces faces clivée et un miroir de Bragg accordable.

1.2.2 Régime impulsionnel

Bien que le domaine des lasers à impulsions ultra-brèves (sub-picosecondes) bénéficie grandement des évolutions des fibres et de leurs « designs », les solutions mises en place diffèrent, du moins par l'approche, de celles qui nous intéressent dans le cadre de cette thèse. Nous nous limitons donc à décrire l'état de l'art des sources émettant des impulsions de durée supérieure ou égale à la nanoseconde, qu'elles soient issues d'un déclenchement par commutation des pertes de la cavité (*Q-switch*) ou d'une modulation directe de la puissance.

Lasers déclenchés

En 1998, H.L. Offerhaus *et al.* présentent un laser à fibre dopée erbium avec de très bonnes performances [36]. Le laser est déclenché activement par un modulateur acousto-optique. La fibre utilisée est un type de fibre LMA bien particulier (figure 1.5). Elle est constituée d'un cœur dopé de 21 μm de diamètre, et d'un anneau d'indice plus élevé que la gaine qui entoure ce cœur. Ceci a pour effet d'élargir le diamètre du mode fondamental, augmentant de fait son recouvrement avec la partie dopée de la fibre, tandis que celui des autres modes varie peu. Les auteurs rapportent alors un fonctionnement monomode transverse ($M^2 \simeq 1,2$) avec une énergie extraite de 0,5 mJ sur une durée de 40 ns et un taux de répétition de 200 Hz. Il est à noter que la fibre est pompée directement dans le

5. Laser monolythique, non planaire et monomode longitudinal.

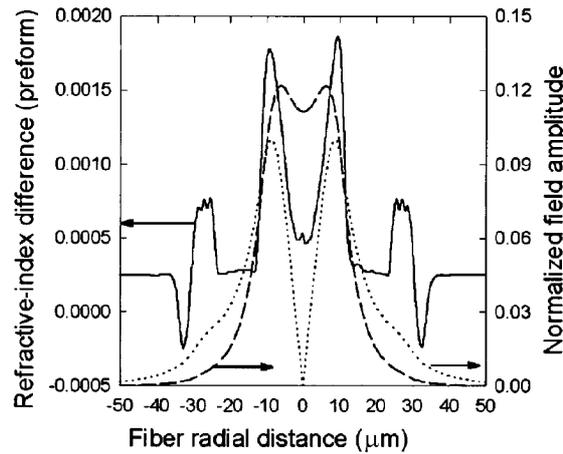


Figure 1.5 – Profil d'indice et répartition d'amplitude des deux premiers modes guidés [36]; tirets longs : mode fondamental, pointillés : 1^{er} mode supérieur.

cœur, les fibres à double gaine n'ayant pas encore fait leur apparition. Cette publication montre l'intérêt d'augmenter le diamètre du cœur, autant pour limiter les effets non linéaires, que pour permettre un stockage et une extraction d'énergie plus grande dans la fibre.

Un équivalent à $1 \mu\text{m}$ est proposé dans la référence [37]. La fibre utilisée est une fibre LMA « classique », avec un cœur dopée Yb de $40 \mu\text{m}$ de diamètre pour une ON de 0,06. Le laser est également déclenché par un modulateur acousto-optique. Bien que légèrement multimode (la fibre supportant la propagation d'une vingtaine de modes), le laser émet un faisceau limité par diffraction avec un M^2 de 1,1. La raison invoquée pour l'expliquer est ici aussi la sélection du mode fondamental par le gain plus grand qu'il subit par rapport aux autres modes. Pour une puissance de pompe absorbée de 27 W, l'énergie de sortie est de 1,2 mJ (12 W moyens), sur des impulsions de durée 40 ns à un taux de répétition de 10 kHz. Le spectre de sortie a quant lui une largeur de 9 nm.

Un exemple de déclenchement passif par absorbant saturable [38] a été présenté en 2004. Ce type de déclenchement associé à un laser à fibre ouvre la voie à des lasers efficaces, très compacts et très intégrables. La fibre utilisée est monomode, avec un cœur co-dopée Er:Yb de $12 \mu\text{m}$ de diamètre (fibre à double gaine). Deux types d'absorbants saturables ont été testés : le $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (sélénure de zinc dopé chrome) et le $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_3$ (aluminate de manganèse dopé cobalt). La cavité est linéaire, une face de la fibre servant de coupleur de sortie de l'onde. Intra-cavité, le faisceau est focalisé sur l'absorbant entre la fibre et le miroir de fond de cavité. Les performances sont similaires pour les deux absorbants, avec une énergie par impulsion de l'ordre de $20 \mu\text{J}$, sur une durée de 300 ns. Le rendement obtenu se situe autour de 20% avec une puissance moyenne de 1,4 W pour une puissance de pompe absorbée de 6,5 W.

La même équipe⁶ a présenté une autre architecture de laser à fibre [39] qui peut représenter la charnière entre ce paragraphe et le suivant. C'est en fait une configuration MOPA dont l'oscillateur est un laser à fibre impulsif déclenché activement. Cet oscillateur est constitué d'un amplificateur à fibre monomode co-dopé Er:Yb (EYDFA) délivrant 1 W de puissance moyenne, placé dans une cavité en anneau rendue unidirectionnelle par un isolateur. Les impulsions sont déclenchées par un modulateur acousto-optique et sont couplées hors de la cavité jusqu'à une énergie de 85 μJ . À ce niveau de sortie, les effets non linéaires sont évidemment présents et le spectre se trouve élargi par effet Raman. Le signal est ensuite amplifié dans une fibre à double gaine 35/375 μm ⁷. Celle-ci est multimode, avec une fréquence normalisée $V \simeq 14$. Afin de ne pas dégrader la qualité de faisceau de l'oscillateur, le signal est injecté dans l'amplificateur à travers un *taper* : c'est un genre d'« entonnoir » optique, qui permet une transition adiabatique de mode d'une fibre à l'autre, en élargissant progressivement le diamètre du cœur. Au final, avec une puissance de pompe de 8,5 W, les impulsions atteignent une énergie de 1,15 mJ sur une durée de 500 ns en gardant une bonne qualité de faisceau ($M^2 = 1,65$), le mode fondamental étant le seul injecté.

Configurations MOPA

Une seconde possibilité pour obtenir un fonctionnement impulsif de la source est de moduler directement la puissance de sortie d'un oscillateur de faible puissance, puis de l'amplifier. Ce type d'architecture MOPA présente plusieurs avantages :

- contrôler simplement la durée des impulsions et leur taux de répétition, mais aussi leur profil temporel ;
- séparer l'amplificateur de l'oscillateur réduit les contraintes liées à la puissance sur ce dernier, et ouvre la voie à un « étagement » de l'amplification. Selon la puissance que l'on désire obtenir, il est possible d'ajouter des étages d'amplification ;
- du fait de la grande longueur de cavité incontournable dans un laser à fibre, cette configuration MOPA est indispensable si l'on veut obtenir une source monofréquence. L'oscillateur assure la qualité spectrale et l'amplificateur fournit l'énergie.

En 2005, M.-Y. Cheng *et al.* ont proposé une chaîne laser à 1 μm , totalement fibrée et de très forte énergie, dont l'architecture est représentée sur la figure 1.6. Elle est composée d'une diode laser émettant à 1064 nm, avec une largeur spectrale de 1 nm, modulée directement en courant, et suivie de quatre modules d'amplification successifs à fibres dopées Yb. Les deux premiers forment un étage de pré-amplification monomode spatial. Le troisième est une fibre de 50 μm de diamètre pour une ouverture de 0,06 ; la dernière fibre amplificatrice a un cœur guidant de 200 μm de diamètre pour une ouverture de 0,062, mais ce cœur n'est dopé Yb que sur 100 μm de diamètre. Un profil d'indice plat est assuré par un dopage adéquat de la préforme. Les auteurs rapportent une énergie

6. équipe de l'*Optoelectronics Research Centre*, University of Southampton, UK.

7. dans cette notation, les deux nombres correspondent respectivement aux diamètres de cœur et de gaine interne.

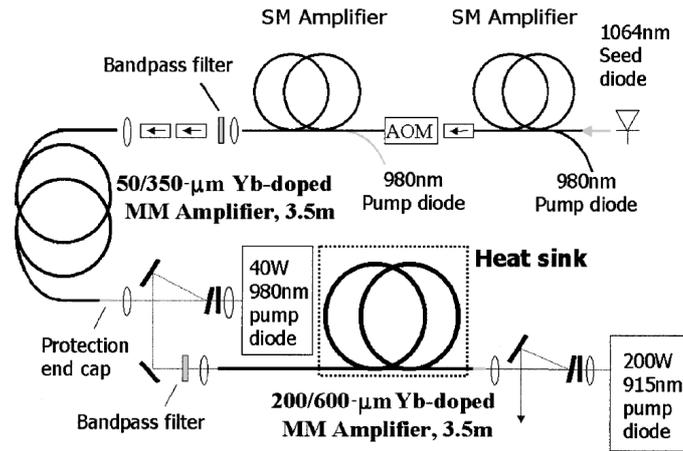


Figure 1.6 – Architecture MOPA à fibres dopées Yb présentant une extraction d'énergie de 82 mJ sur un faisceau de $M^2 = 6,5$ [40].

de sortie jusqu'à 82 mJ sur 500 ns pour un taux de répétition inférieur à 100 Hz. Ils démontrent la possibilité d'obtenir un amplificateur délivrant une énergie remarquable, en utilisant une fibre de grand diamètre ; une bonne efficacité d'extraction permettant de bénéficier au mieux de la grande capacité de stockage d'énergie de celle-ci. Cependant, c'est au détriment de la qualité spatiale du faisceau : malgré le fait de courber la fibre, le facteur M^2 du faisceau, bien qu'amélioré, n'est que de 6,5.

Une configuration similaire est présentée dans la référence [41], avec des fibres co-dopées Er:Yb. La chaîne amplificatrice est également constituée de quatre amplificateurs, alors que l'oscillateur maître est une diode à cavité externe accordable en longueur d'onde, modulée directement par le courant. Cette diode laser présente une fine largeur de raie de 0,05 nm autour de 1535 nm. Le diamètre des fibres amplificatrices augmente de proche en proche jusqu'à atteindre 90 μm pour la dernière, afin d'adapter la surface à l'énergie de sortie de chacune d'elles, et d'empêcher l'apparition de la DBS. Pour une puissance de pompe absorbée de 20 W dans le dernier étage, l'énergie extraite est de 1 mJ par impulsion de 88 ns de durée à un taux de répétition de 1 kHz ; le faisceau de sortie étant évidemment multimode avec un $M^2 \simeq 5$.

Une équipe italienne a présenté en 2004 une source impulsionnelle fournissant une énergie de 303 μJ à 1567 nm, sur un faisceau de bonne qualité spatiale ($M^2 = 1,7$) [42]. Une diode DFB est modulée en amplitude, puis amplifiée progressivement. L'étage de puissance est réalisé avec une fibre de 18 μm de cœur et d'ON 0,17. Pour une puissance de pompe de 30 W à 975 nm, ils ont obtenu une puissance moyenne de 0,6 W, à un taux de répétition de 2 kHz. Grâce à la courte durée d'impulsion choisie (2 ns), le spectre de l'onde est élargi ($\simeq 500$ MHz). Cette valeur dépassant celle de la largeur Brillouin $\Delta\nu_B$, la puissance crête peut atteindre 138 kW sans dépasser le seuil Brillouin.

Finalement, une publication de l'*Onera* [43] présente la réalisation d'un laser à fibre d'assez haute énergie, spectralement fin et de très bonne qualité de faisceau. L'architecture est composée de deux étages d'amplification, après la diode signal d'une largeur spectrale de 450 kHz. Une originalité de leur montage est d'avoir sectionner chaque étage d'amplification en deux sous-étages. Chacun des sous-étages présente un diamètre de cœur plus grand que le précédent, mais aussi un décalage Brillouin différent. De cette façon, la longueur effective d'interaction L_{eff} est fortement réduite : elle est en fait limitée à chaque portion de fibre, la suivante n'ayant pas le décalage adéquat. Ils obtiennent ainsi une énergie de 100 μJ par impulsion de 400 ns, à la fréquence de 10 kHz. Une fibre de sortie non dopée délivre un faisceau monomode, avec un $M^2 = 1,5$.

1.2.3 Contournement des effets non linéaires

Nous venons de présenter un certain nombre de travaux illustrant la montée en puissance, et énergie, des lasers à fibres. Tous utilisent des fibres de grands cœurs, LMA ou non. Regardons maintenant certaines techniques spécifiquement mises en œuvre dans le but de supprimer les effets non linéaires. D'une façon générale, ces méthodes jouent sur les paramètres influant leurs seuils d'apparition, définis dans les équations (1.2) et (1.3).

Diminution de la cohérence

Si l'on veut augmenter le seuil de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas d'un laser spectralement fin, il est possible d'agir au niveau de la cohérence de l'onde rétrodiffusée. En sectionnant sa propagation sur plusieurs milieux ayant des caractéristiques différentes, on met des obstacles à la formation et à l'amplification de l'onde Stokes.

En particulier, la valeur du décalage Brillouin est dépendante des contraintes appliquées à la fibre, en pression et température. J. Handsryd *et al.* [44] proposent l'application d'un gradient de température le long d'une fibre dopée GeO_2 et en analyse théoriquement et expérimentalement l'effet sur le seuil Brillouin. Cette distribution de température induit un décalage Brillouin non uniforme le long de la fibre. Alors que ce décalage est de 9,66 GHz à température ambiante, ils mesurent un changement de 1,2 MHz/°C, tandis que la largeur du gain Brillouin reste elle inchangée. De cette façon, la courbe de gain Brillouin est élargie et le gain effectif à une fréquence donnée est diminué. En effet, une fréquence générée à un endroit donné n'aura pas le bon accord de phase à un autre endroit et ne sera pas amplifiée. Une augmentation du seuil Brillouin de 4,8 dB est ainsi obtenue pour un gradient de température en « escalier » (échelons croissants) de 140°C ; augmentation correspondant à leur prévision par le calcul. Dans le cas d'un laser ou d'un amplificateur à fibre, cet effet peut être favorable pour repousser le seuil Brillouin [45], l'absorption de la pompe provoquant un gradient de température.

En 2003, H. Lee et G.P. Agrawal ont proposé l'inscription d'un réseau de Bragg dans la longueur de la fibre [46]. Ce réseau d'indice est conçu pour être transparent à la longueur d'onde du laser, tandis que le spectre de l'onde Stokes générée par la DBS tombe dans sa bande de réflexion. Ainsi, dès qu'une onde Stokes contra-propagative est créée, elle est

réfléchi par le réseau et ne peut croître le long de sa propagation. Les auteurs présentent des résultats de simulation de ce concept pour une fibre ayant une surface effective de $50 \mu\text{m}^2$ et de 1 m de longueur. L'onde Stokes est supprimée pour des impulsions jusqu'à 2 kW de puissance crête.

Une autre méthode est discutée dans la référence [47]. Elle propose l'injection simultanée de deux lasers monofréquence dans la fibre amplificatrice. La différence de fréquence entre ces deux lasers est ajustée pour être égal à deux fois le décalage Brillouin : $f_1 - f_2 = 2\nu_B$. La puissance du premier laser diffusée par DBS sera réduite par une seconde interaction Brillouin avec le second laser. Ainsi, en injectant une puissance deux fois plus faible dans le laser 2 que dans le laser 1, le seuil Brillouin est augmenté d'un facteur 2 en ce qui concerne le premier signal.

Modification du profil d'indice

Une seconde technique explorée consiste à jouer sur le profil d'indice de la fibre afin de diminuer le recouvrement entre les ondes parasites créées par effet non linéaire et l'onde signal [48].

Un exemple pour la suppression de l'effet Raman est donné en référence [49]. Le profil d'indice utilisé est un profil dit en W , très proche du profil illustré sur la figure 1.5. Dans ce cas précis, le cœur dopé est entouré par un anneau de fort indice (plus grand que celui du cœur). Le faisceau à la longueur d'onde signal est alors bien confiné dans la partie active de la fibre, tandis que les longueurs d'ondes générées par effet Raman, décalées de plusieurs nanomètres, sont fortement couplées avec des modes d'ordre supérieur en anneau, se perdent et n'ont plus qu'une très faible interaction avec le petit cœur.

Le même type d'idée peut être appliqué à la suppression de la DBS [50]. En utilisant des dopants modifiant les propriétés acoustiques du milieu, le dopage de la fibre est fait de sorte à obtenir une couche guidant les ondes acoustiques, sans modifier pour autant le profil d'indice pour les ondes optiques. Si l'on définit un indice acoustique de la même manière qu'en optique, les profils réalisés sont illustrés sur la figure 1.7. Les ondes acoustiques, pouvant se propager dans cette couche, ont alors un recouvrement bien plus faible avec l'onde signal, augmentant en conséquence le seuil Brillouin. Une augmentation du seuil d'un facteur 6 a pu être mesurée par l'équipe qui présente ces travaux.

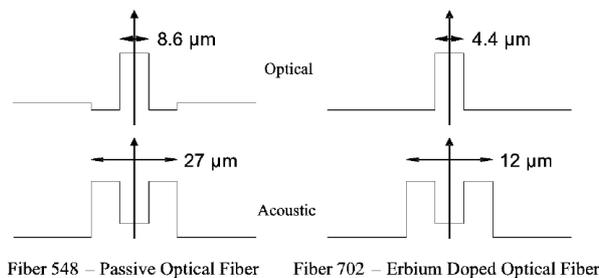


Figure 1.7 – Profils d'indices optiques et acoustiques de deux fibres, tirés de la référence [50].

1.3 Remise en forme de faisceau

1.3.1 Principe

En raison des non-linéarités exacerbées dans le cœur, et en particulier de la diffusion Brillouin stimulée, il est donc difficile d'obtenir un laser à fibre présentant à la fois une haute énergie, une faible largeur de raie et une bonne qualité de faisceau. C'est en quelque sorte à cette « quadrature du cercle » que l'on se propose d'apporter une solution. Nous avons par ailleurs pu voir qu'une fibre de grand diamètre de cœur ouvre la voie aux hautes énergies [40, 41], car on bénéficie d'un stockage d'énergie d'autant plus important que le volume actif est grand. Avec une bonne efficacité d'extraction, une fibre à grand cœur peut donc fournir cette énergie, sans être limitée pour autant par les effets non linéaires, grâce à sa grande section.

Il est alors intéressant de séparer le problème en plusieurs étapes. On met d'abord à profit les avantages qu'offre une fibre de large cœur en terme d'énergie, sans se préoccuper de la qualité du faisceau. En utilisant des techniques de remise en forme, on cherche ensuite à retrouver un faisceau proche de la limite de diffraction et à augmenter ainsi la luminance de la source. La figure 1.8 illustre de façon générale cette architecture laser, basée sur une configuration MOPA. Les trois propriétés que l'on cherche à obtenir sont fournies par trois dispositifs distincts. L'oscillateur maître de basse puissance, non représenté sur la figure, est choisi de façon à avoir la largeur spectrale requise ; il fournit le signal cohérent. Sans contraintes particulières, sa qualité de faisceau est en général bonne, ce qui pourra d'ailleurs être utile selon le type de remise en forme utilisé. Ce signal est ensuite amplifié dans une fibre de large cœur, multimode, qui fournit donc l'énergie mais dégrade le faisceau. L'étape de remise en forme réalise finalement la correction du front d'onde aberrant sortant de l'amplificateur et permet de retrouver une bonne qualité de faisceau.

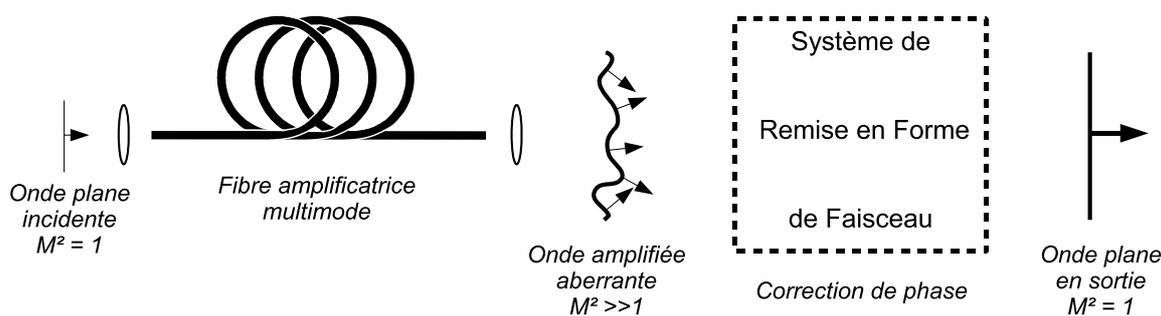


Figure 1.8 – Schéma de principe de la remise en forme de faisceau après amplificateur à fibre multimode.

De nombreuses techniques de traitement de faisceau existent et ont été développées, notamment pour les lasers solides de forte puissance où les effets thermiques sont importants et induisent de fortes aberrations. Nous distinguons les méthodes linéaires, mettant en jeu un contrôle direct de l'onde par un composant de phase (actif ou passif), de celles

où l'onde interagit avec un milieu non linéaire afin de créer l'onde souhaitée. Nous présentons maintenant certaines de ces techniques, en particulier celles présentant un fort intérêt dans notre cas, de part leur utilisation simple et/ou favorable dans la fibre optique.

1.3.2 Méthodes linéaires

Une onde aberrante, de mauvaise qualité spatiale peut être vue de deux manières différentes, bien que complémentaires. La première est une vision globale du champ, qui possède une amplitude et une phase qui dépendent de l'espace ; et la seconde est de voir le champ comme une superposition d'ondes élémentaires (ondes planes, ondes guidées, *etc.*...). Selon l'approche avec laquelle on l'appréhende, l'onde peut être exprimée de façon générale par :

$$A(\mathbf{r}) = \mathcal{A}_0(\mathbf{r})e^{i\Phi(\mathbf{r})} = \int_{\mathbf{k}} \mathcal{A}(\mathbf{k})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+\Phi(\mathbf{k}))}d\mathbf{k} \quad (1.5)$$

avec l'exemple d'une décomposition en ondes planes. Deux voies de traitement de faisceau sont alors possibles suivant l'approche choisie : soit un contrôle par un composant de phase, passif ou actif, qui corrige les déformations du front d'onde dues à la propagation dans le milieu aberrant ; soit l'utilisation d'un composant diffractif, qui transforme l'ensemble des composantes spatiales du faisceau initial en une onde plane⁸.

Correction de phase

Le principe de la correction d'aberrations par une lame de phase est présentée sur la figure 1.9. Cette compensation de chemin optique peut être réalisée soit en aval du milieu, soit en amont. On parle alors de pré-compensation.

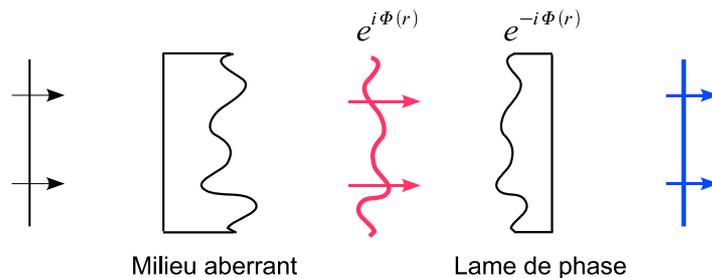


Figure 1.9 – Corrections d'aberrations par une lame de phase.

Pour ce faire, différents dispositifs peuvent être utilisés :

- Lorsque le front d'onde subit une déformation bien déterminée, une lame de phase fixe peut être mise au point en fonction des aberrations à corriger et insérée dans la propagation du faisceau. Une telle lame de phase est obtenue en utilisant soit un matériau d'indice n dont l'épaisseur varie transversalement (à l'image de ce qui

⁸. La différence entre lame de phase et composant diffractif est surtout une différence de point de vue. Cependant, on parle plus volontiers de lame de phase lorsque celle-ci varie lentement, et de lame diffractive lorsque des sauts de phase (d'indice) sont présents.

est illustré sur la figure 1.9), soit un matériau d'épaisseur fixe et dont l'indice est modulé spatialement. Des matériaux photoréfractifs permettent également d'utiliser des techniques d'holographie pour réaliser la lame : l'interférence entre le front de phase à corriger et une onde plane de référence enregistré au sein du matériau photoréfractif fournit directement le front de phase correcteur. À l'intérieur d'une cavité laser, l'utilisation d'une lame de phase a déjà montré son potentiel [51, 52].

- Des techniques d'optique adaptative permettent quant à elles de corriger un front d'onde qui évolue en raison d'une perturbation fluctuante. Un dispositif de mesure de front d'onde analyse la perturbation et son évolution dans le temps, et un dispositif de phase la compense ; le tout constituant une boucle d'asservissement. Parmi les composants utiles à la correction de phase nous pouvons citer les miroirs adaptatifs [53] et les valves optiques à cristaux liquides [54] (modulateurs spatiaux de lumière).

Cette dernière technique de traitement de faisceau par contrôle actif de la phase peut être utilisée dans une source fibrée pour la recombinaison cohérente de fibres laser [2]. Un réseau (à une ou deux dimensions) de fibre monomodes amplifie en parallèle le même signal d'origine et sont juxtaposées en champ proche. Indépendantes les unes des autres, chaque fibre connaît un déphasage propre, et celui-ci évolue éventuellement selon les perturbations extérieures. À la sortie de ce réseau, le front de phase est donc plan par morceaux, et la qualité de faisceau médiocre. À la condition que ces émetteurs soient cohérents entre eux, il est possible de recombinaison les faisceaux en champ lointain, en annulant activement la différence de phase entre chacune des fibres grâce à un asservissement sur des modulateurs de phase par exemple.

Composant diffractif

Lorsque le front d'onde du faisceau aberrant est bien connu, il est possible de concevoir un composant diffractif qui réalise sa correction. Dans une fibre multimode, il est de manière générale difficile de connaître *a priori* le front de phase en sortie : celui-ci dépendant entre autre des conditions d'injection dans la fibre et du couplage de modes ayant lieu dans la fibre. Une alternative intéressante est de l'imposer. Une équipe américaine d'*OFS* travaille actuellement sur l'utilisation de modes d'ordres élevés symétriques (modes LP_{0n}) dans une fibre à grand cœur. Des mesures effectuées montrent que ces modes ont une propagation très résistante aux courbures : de faibles déformations ainsi que de faibles pertes de couplage sur d'autres modes ont été obtenues [55]. Ces modes élevés ont en outre une grande surface effective [56], condition nécessaire à la suppression des effets non linéaires. Cette équipe a d'ailleurs vérifié [57] que pour une propagation sur le seul mode LP_{08} le seuil Brillouin était bien proportionnel à la valeur de A_{eff} du mode, selon la relation (1.2).

L'idée est donc la suivante : à partir d'un faisceau monomode, injecter le signal (de faible puissance) dans une fibre de grand cœur sur un unique mode LP_{0n} , amplifier ce signal tout en restant en dessous des seuils des non-linéarités, puis convertir le mode LP_{0n} de sortie en un faisceau monomode gaussien. Ceci est obtenu par l'intermédiaire d'une lame diffractive [58], qui peut servir à la fois à la remise en forme finale et à l'injection

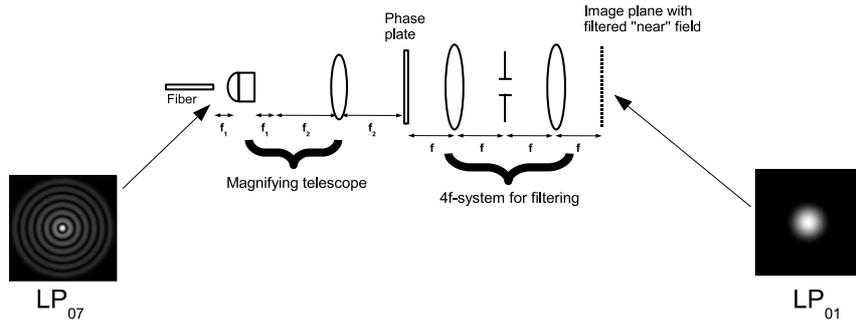


Figure 1.10 – Système de conversion de mode, tiré de [58], incluant une lame de phase diffractive et un système de filtrage de Fourier (montage 4-f).

dans le mode LP_{0n} à partir d'un faisceau gaussien. Le schéma de conversion est donné sur la figure 1.10. La remise en forme par la lame diffractive est couplée à un dispositif de filtrage de Fourier classique, de façon à obtenir un faisceau de très bon M^2 , avec une efficacité supérieure à 70%.

1.3.3 Méthodes non linéaires

Si les méthodes linéaires que nous venons de présenter offrent des solutions intéressantes pour corriger les aberrations, ce n'est souvent vrai que pour un point de fonctionnement donné, c'est-à-dire pour des conditions fixes : puissance de pompage, cadence, et environnement extérieur. Les techniques d'optique adaptative élargissent ces possibilités, mais au prix (technique et financier) d'un asservissement, qui peut par ailleurs apporter ses propres limitations. Nous allons voir en quoi des techniques d'optique non linéaire apportent des solutions très attractives à ces problèmes.

Celles-ci ont, de façon générale, un fort lien avec des méthodes de type holographique. Un milieu présentant une non-linéarité du troisième ordre peut en effet être le support d'un hologramme dynamique, qui va enregistrer les informations sur le front d'onde aberrant. La correction de ce dernier se fait alors à travers deux approches qui sont la conjugaison de phase d'une part, et le nettoyage de faisceau d'autre part.

Non-linéarités du 3^e ordre et remise en forme de faisceau

Considérons un matériau non linéaire d'ordre 3. Sa susceptibilité s'exprime de la façon suivante :

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(3)} \mathcal{E}^2 \quad (1.6)$$

où l'on a fait l'hypothèse que le matériau est homogène et isotrope, de sorte que $\chi^{(1)}$ et $\chi^{(3)}$ sont ici des scalaires. \mathcal{E} correspond à l'amplitude réelle du champ électrique⁹. De la même manière qu'est défini l'indice de réfraction du matériau en relation à sa susceptibilité (équation (A.10)), on peut étendre cette définition de sorte à obtenir un indice qui dépend

9. Les notations utilisées tout au long de ce manuscrit sont rappelées en annexe A.

de l'intensité laser. Si l'on ne considère que les variations lentes devant les ondes optiques, on peut écrire :

$$n^2 = \langle 1 + \chi \rangle = \left(1 + \chi^{(1)} \right) + \langle \chi^{(3)} \mathcal{E}^2 \rangle \quad (1.7)$$

On écrit simplement cet indice comme la somme d'une contribution linéaire n_0 et d'une modulation Δn ,

$$n = n_0 + \Delta n \quad \text{avec} \quad \Delta n \ll n_0 \quad (1.8)$$

ce qui, après élévation au carré, donne :

$$n^2 = n_0^2 + 2n_0\Delta n + \underbrace{\Delta n^2}_{\text{négligeable}} \quad (1.9)$$

Le dernier terme peut être négligé devant les autres et, en identifiant les équations (1.7) et (1.9), on obtient l'expression suivante de la modulation d'indice non linéaire :

$$\Delta n = \frac{\chi^{(3)}}{2n_0} \langle \mathcal{E}^2 \rangle = \frac{\chi^{(3)}}{4n_0} \tilde{\mathcal{E}}^2 = \frac{\chi^{(3)}}{n_0} \tilde{E} \cdot \tilde{E}^* = n_{NL} \tilde{E} \cdot \tilde{E}^* \quad (1.10)$$

Considérons maintenant l'interférence dans le milieu non linéaire entre une onde signal S présentant des aberrations de phase et une onde plane de référence R , les deux étant polarisées linéairement suivant la même direction (figure 1.11).

$$E = S e^{k_1 \cdot r} + R e^{k_2 \cdot r} \quad (1.11)$$

La modulation d'indice est alors le reflet de cette interférence :

$$\Delta n = n_{NL} \left(|S|^2 + |R|^2 + S R^* e^{i\phi} e^{i(k_1 - k_2) \cdot r} + R S^* e^{-i\phi} e^{-i(k_1 - k_2) \cdot r} \right) \quad (1.12)$$

où ϕ représente un déphasage spatial entre le réseau d'intensité et le réseau d'indice inscrit dans le matériau. Ce déphasage correspond à une réponse « délocalisée » du matériau, et dépend des propriétés du milieu ainsi que du phénomène physique mis en jeu [59].

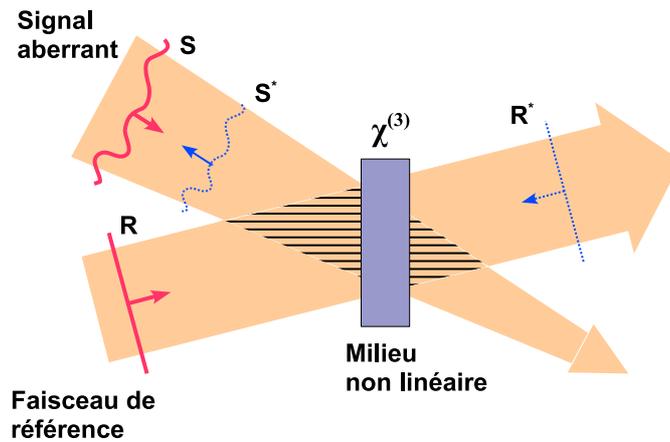


Figure 1.11 – Enregistrement d'un hologramme dynamique dans un milieu non linéaire via l'interférence d'un faisceau signal S et d'une référence R (front d'ondes rouges). En relisant cet hologramme par le faisceau R^* , l'hologramme diffracte l'onde conjuguée en phase S^* (faisceaux bleus).

Dans cette description générale, aucune hypothèse n'a été faite sur l'origine du $\chi^{(3)}$ si ce n'est l'absence d'anisotropie. La modulation Δn obtenue à partir de (1.10) peut être un nombre complexe, contenant à la fois un terme de phase (partie réelle) et un terme d'absorption ou de gain (partie imaginaire). En fonction du phénomène physique à l'origine de la non-linéarité, l'hologramme enregistré sera donc soit de phase, soit de gain ou d'absorption, soit éventuellement une combinaison des deux [60].

Selon la façon avec laquelle l'hologramme est ensuite relu, différentes ondes vont pouvoir être diffractées et être utilisables la remise en forme du faisceau.

Conjugaison de phase

À partir de la définition du champ E comme une superposition d'ondes planes (1.13), l'onde E_{conj} est dite conjuguée en phase de E si elle vérifie la relation (1.14).

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})e^{-i\omega t} = \mathcal{A}_0(\mathbf{r})e^{i\phi(\mathbf{r})}e^{-i\omega t} = \int_{\mathbf{k}} \mathcal{A}(\mathbf{k})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+\phi(\mathbf{k}))}d\mathbf{k}e^{-i\omega t} \quad (1.13)$$

$$E_{conj}(\mathbf{r}, t) = A^*(\mathbf{r})e^{-i\omega t} = \mathcal{A}_0(\mathbf{r})e^{-i\phi(\mathbf{r})}e^{-i\omega t} = \int_{\mathbf{k}} \mathcal{A}(\mathbf{k})e^{i(-\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\phi(\mathbf{k}))}d\mathbf{k}e^{-i\omega t} \quad (1.14)$$

Le conjugué en phase présente alors les propriétés suivantes :

- Le front d'onde est renversé : ce sont les termes en $e^{-i\phi(\mathbf{k})}$; de sorte que ce qui était en avance de phase dans l'onde E est en retard dans l'onde conjuguée, et inversement.
- Les vecteurs d'onde \mathbf{k} sont transformés en $-\mathbf{k}$: l'onde conjuguée en phase est donc contra-propagative.
- Ces effets sont souvent décrits comme le renversement temporel de l'onde, car ils correspondent à la transformation $t \mapsto -t$ dans l'expression du champ réel.

$$\mathcal{E}_{conj} = 2\text{Re}\{E_{conj}\} = 2\text{Re}\{A^*(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\} = 2\text{Re}\{A(\mathbf{r})e^{i\omega t}\} \quad (1.15)$$

La figure 1.12 illustre l'action d'un miroir à conjugaison de phase (MCP) sur une onde aberrante, et l'intérêt pour la remise en forme de faisceau. Contrairement à un miroir conventionnel qui conserve à la réflexion les avances et les retards de phase, un MCP les inverse. Après un double passage à travers le milieu, il est donc possible de compenser les

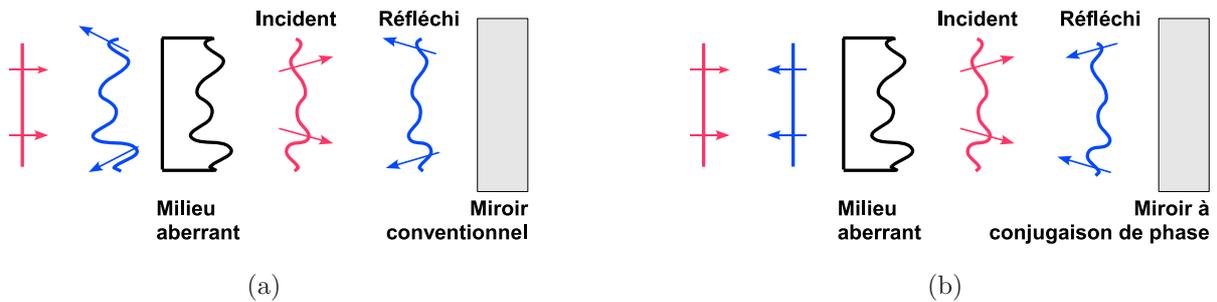


Figure 1.12 – Effet sur le front d'onde de la réflexion par un miroir conventionnel (a), et par un miroir à conjugaison de phase (b).

aberrations apportées par celui-ci : il est effectivement la meilleure lame de phase que l'on puisse utiliser pour cette compensation. D'autre part, si ces aberrations évoluent avec un temps caractéristique lent par rapport au temps de réponse du miroir à conjugaison de phase, la compensation est alors dynamique. La conjugaison de phase peut être obtenue de différentes manières à partir de non-linéarités du troisième ordre [61, 62].

La figure 1.11 page 21 représente l'utilisation de l'holographie dynamique selon le schéma du mélange à quatre ondes. Lorsque l'hologramme, issu de l'interférence de l'onde aberrante S et une référence plane R , est relu par l'onde plane contra-propagative R^* , l'onde S^* est diffractée.

Cette configuration de mélange à quatre ondes (FWM) a été proposée théoriquement pour la première fois par R.W. Hellwarth en 1977 [63]. La description que nous venons de faire correspond à la situation particulière où les quatre faisceaux ont la même fréquence optique. On parle alors de mélange à quatre ondes dégénéré (en anglais DFWM, *Degenerate Four Wave Mixing*). Diverses non-linéarités dues à des phénomènes résonnants, tels que la saturation de l'absorption d'une transition atomique, ou la saturation du gain laser ont été très utilisées pour le DFWM. La saturation du gain a en particulier permis l'obtention de miroirs à conjugaison de phase avec différents types de lasers, allant des milieux gazeux (première réalisation expérimentale avec du CO_2 en 1978 [64]) aux lasers solides pompés par diodes, et a conduit à la proposition d'architectures de lasers puissants et auto-correctées de leurs aberrations [4, 65]. L'analogie avec l'holographie dynamique telle que nous l'avons présentée est due à A. Yariv [66] en 1978.

La diffusion Brillouin stimulée permet également d'obtenir la conjugaison de phase de manière très simple. La découverte en revient à B. Y. Zel'dovich en 1972 [67], qui a montré le retournement temporel d'un faisceau en le focalisant dans une cellule remplie de méthane sous pression. La même année, Nosach *et al.* en démontre l'utilisation pour la correction de front d'onde [68], en diminuant la divergence d'un laser à rubis grâce à l'utilisation d'une cellule de CS_2 . De la même façon que précédemment, l'interaction peut être vue comme la formation d'un hologramme volumique (figure 1.13). Celui-ci est issu de l'interférence du faisceau incident avec différentes ondes diffusées par le milieu et qui se propagent en sens opposé. Il est alors inscrit dans le matériau par l'intermédiaire du phénomène d'électrostriction : l'interférence des champs crée une onde acoustique mobile induisant à son tour une modulation d'indice par effet élasto-optique. Cette modulation se comporte alors comme un réseau de phase mobile, et diffracte l'onde incidente dans la direction opposée. La fréquence de l'onde Stokes ainsi formée est décalée par l'effet Doppler correspondant à la vitesse de propagation acoustique. Zel'dovich [67] a très vite expliqué la conjugaison de phase par effet Brillouin par le fait que le gain Brillouin est doublé pour le conjugué en phase, ce qui a ensuite été vérifié expérimentalement [69, 70].

La réalisation de la conjugaison de phase par DBS dans une fibre optique apparaît dès les années 1980, avec notamment les premières constatations expérimentales par des équipes russes [71–73], avec des fibres à saut d'indice. Des études systématiques appa-

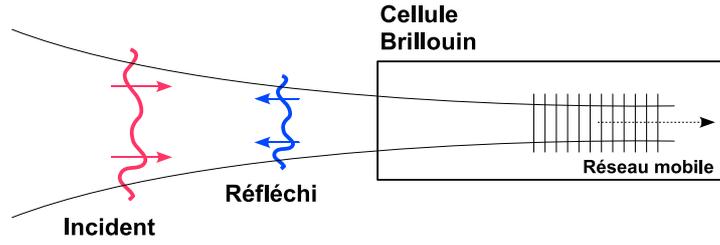


Figure 1.13 – Miroir à conjugaison de phase par diffusion Brillouin stimulée.

raissent plus tard afin de caractériser les fibres comme miroirs à conjugaison de phase, dans le but de les utiliser avec les lasers solides impulsionnels de haute énergie qui font leur apparition à cette époque. Nous pouvons notamment citer les travaux d'Eichler *et al.* [74–77] qui rapportent de hautes réflectivités et de très bonnes fidélités de la conjugaison de phase avec différents types de fibres.

La fibre apparaît donc comme un très bon candidat pour réaliser un MCP par DBS, mais ce comportement nécessite néanmoins certaines conditions, en particulier sur la longueur d'interaction qui doit rester faible. Les bases théoriques de cette analyse ont été proposées par R. W. Hellwarth en 1978 [78, 79] et complétées par L. Lombard en 2005 [6]. Nous aurons l'occasion de les détailler dans le chapitre 2.

Nettoyage de faisceau ou *beam cleanup*

Une seconde approche permet de remettre en forme un faisceau à partir de l'enregistrement de l'hologramme de la figure 1.11. Il s'agit du mélange à deux ondes (ou TWM, *Two Wave Mixing*). Dans cette configuration, seules les ondes S et R sont présentes dans le milieu. Elles s'auto-diffractent sur l'hologramme qu'elle créent, et sous certaines conditions, il peut y avoir un transfert de puissance de l'onde S vers l'onde R , sans transfert de phase [59]. Le matériau présente en effet une polarisation non linéaire du 3^e ordre $\mathcal{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathcal{E}^3$, qui représente la diffraction du champ total \mathcal{E} sur le réseau d'indice créé dans le matériau. En prenant en compte les seuls termes en accord de phase pour chacune des ondes S et R , on a :

$$\mathcal{P}_{NL}^{k_1, \omega} = 6\epsilon_0 \chi^{(3)} e^{i\phi} S R^* R + cc. \quad (1.16)$$

$$\mathcal{P}_{NL}^{k_2, \omega} = 6\epsilon_0 \chi^{(3)} e^{-i\phi} S^* R S + cc. \quad (1.17)$$

d'après l'équation (1.12), où l'on a tenu compte du déphasage spatial ϕ du réseau d'indice par rapport au réseau d'illumination, le facteur $\chi^{(3)}$ étant ici réel. En injectant ces termes dans l'équation de propagation des enveloppes (A.24) et en supposant le régime stationnaire (pas de dépendance en t), on obtient les équations du mélange à deux ondes, conforme à la géométrie de la figure 1.14.

$$\begin{cases} \cos \theta_1 \frac{\partial S}{\partial z} = i \frac{6\omega}{2nc} \chi^{(3)} e^{i\phi} S R^* R \\ \cos \theta_2 \frac{\partial R}{\partial z} = i \frac{6\omega}{2nc} \chi^{(3)} e^{-i\phi} S^* R S \end{cases} \quad (1.18)$$

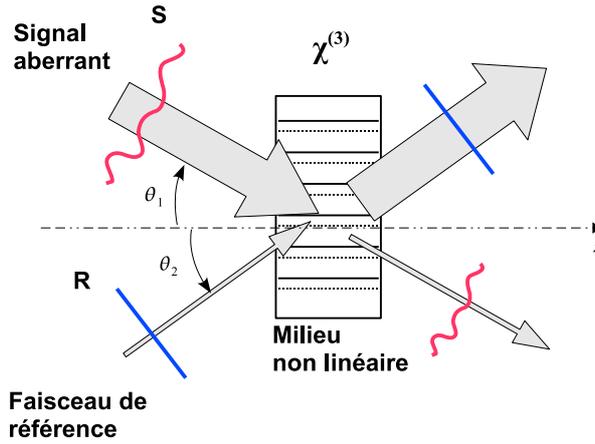


Figure 1.14 – Principe du mélange à deux ondes. Le déphasage spatial entre le réseau d'indice et le réseau d'illumination permet un transfert de puissance du faisceau S vers le faisceau R , sans transfert de phase.

Ces équations sur les amplitudes complexes peuvent être réécrites en séparant intensités et phases. On obtient alors (suivant les conventions de l'annexe A) :

$$\begin{cases} \cos \theta_1 \frac{\partial I_S}{\partial z} = -\gamma \sin \phi I_S I_R \\ \cos \theta_2 \frac{\partial I_R}{\partial z} = \gamma \sin \phi I_S I_R \end{cases} \quad (1.19)$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{6\omega\chi^{(3)}}{2n^2c^2\epsilon_0} \quad (1.20)$$

concernant l'évolution des intensités des faisceaux I_S et I_R , et

$$\begin{cases} \cos \theta_1 \frac{\partial \phi_S}{\partial z} = \frac{\gamma}{2} \cos \phi I_R \\ \cos \theta_2 \frac{\partial \phi_R}{\partial z} = \frac{\gamma}{2} \cos \phi I_S \end{cases} \quad (1.21)$$

pour les phases ϕ_S et ϕ_R . Nous avons ici négligé un éventuel terme d'absorption. Il apparaît à travers ces équations que le déphasage spatial du réseau d'indice permet le couplage des deux faisceaux. En particulier, lorsque $\phi = \frac{\pi}{2}$, il n'y a aucun couplage entre les phases, et le couplage en intensité est maximal. Ceci autorise alors un transfert de puissance de S vers R , sans transfert de phase. On parle alors de *nettoyage de faisceau*, ou *beam cleanup*, par mélange à deux ondes.

Certains matériaux photoréfractifs présentent naturellement ce déphasage de $\frac{\pi}{2}$, comme par exemple BaTiO₃. Lors de l'illumination du cristal par une figure d'interférence, les porteurs de charges diffusent vers les extrema d'intensité : charges positives vers les minima, et charges négatives vers les maxima. Il se crée alors un champ de charge d'espace, responsable de la variation d'indice, qui est maximum à mi-distance entre les charges, soit déphasé de $\frac{\pi}{2}$ par rapport au réseau d'intensité [59].

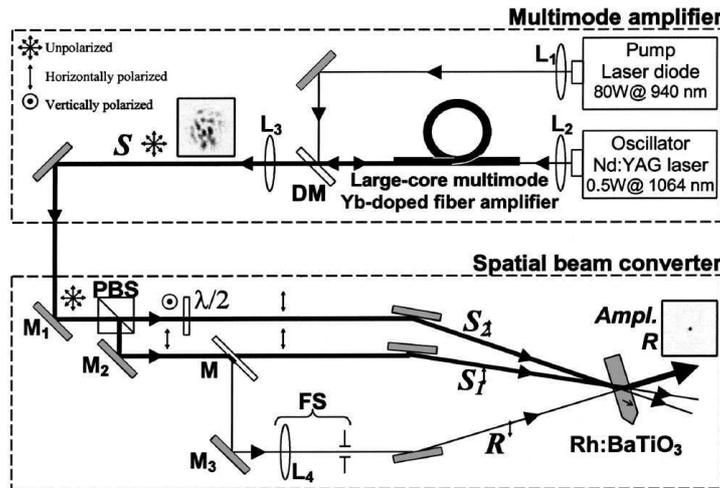


Figure 1.15 – Beam cleanup par mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif Rh:BaTiO₃, après amplificateur à fibre multimode [80].

Ces matériaux sont ainsi tout à fait adaptés au beam cleanup, et *Thales R&T* a toujours vu l'intérêt de leur utilisation pour la remise en forme de faisceau, et notamment après un amplificateur à fibre multimode [5, 80]. Dans ces travaux, le faisceau aberrant et dépolarisé est converti en un faisceau polarisé et limité par diffraction (M^2 de 1,2), avec une efficacité de 78% grâce à la combinaison des deux composantes de polarisation dans le transfert de puissance (voir figure 1.15). Le faisceau de référence R est par ailleurs directement issu de S , par le prélèvement d'une petite partie du faisceau, suivi d'un filtrage spatial. R et S ont alors les mêmes fluctuations de phase quelque soient les perturbations environnementales que peut subir la fibre. Cela permet de stabiliser les franges d'interférence durant le temps de réponse (relativement long) nécessaire au cristal afin que le réseau d'indice puisse s'inscrire.

Cet effet de beam cleanup a par ailleurs été observé avec des fibres optiques, à travers les effets de diffusions Raman et Brillouin stimulées. Ce comportement se rencontre lorsque la fibre est longue, ou qu'elle possède un profil d'indice spécial, principalement pour un profil dit à gradient d'indice. Il apparaît alors que le mode Stokes fondamental de la fibre subit un gain plus important que les autres, et est le seul à être amplifié au cours de sa propagation. L'interaction se rapproche alors de la configuration du mélange à deux ondes : l'onde aberrante (multimode) incidente se diffracte de façon constructive vers l'onde Stokes par l'intermédiaire du réseau d'indice mobile qu'elles créent par diffusion stimulée.

K. S. Chiang a constaté en 1992 [81] ce nettoyage de faisceau par effet Raman dans une fibre multimode à gradient d'indice, de 50 μm de diamètre et d'ON 0,2. Pour des longueurs de fibre au-delà de 10 m, il fait état d'une diffusion de l'onde incidente sur un unique mode Stokes, dépendant des conditions d'injection. Il l'interprète alors comme une inhomogénéité des facteurs de recouvrement entre les modes Stokes et pompe, qui favoriserait le retour sur un seul mode. Ce comportement apparaît alors intéressant pour

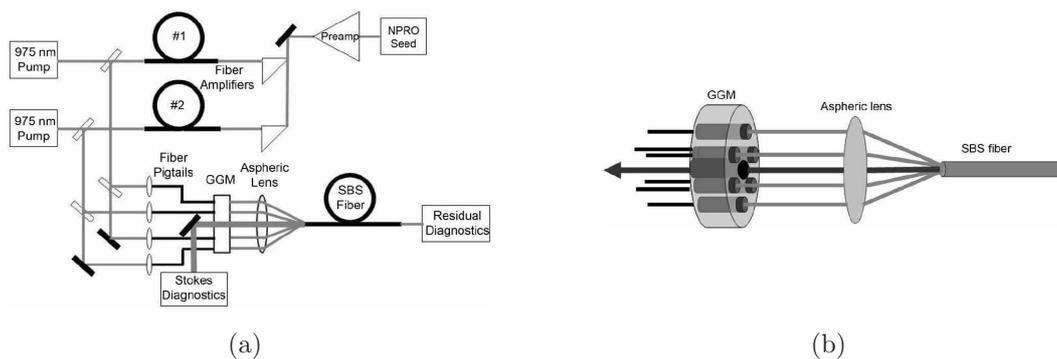


Figure 1.16 – (a) Montage expérimental de combinaison de faisceaux par DBS utilisé par Brown et al. [84]. Quatre faisceaux sont issus d'un laser à fibre en configuration MOPA à $1,064 \mu\text{m}$, et sont recombinaison par une fibre à gradient d'indice de $65 \mu\text{m}$ de diamètre et d'ON $0,27$ et de $8,8 \text{ km}$ de longueur. (b) Détail du montage mécanique de couplage et d'extraction des faisceaux : le composant GGM (Galting Gun Mount) est analogue à un barillet de revolver et permet l'injection de 6 faisceaux distincts, ainsi que la sortie du faisceaux Stokes monomode.

la réalisation d'un laser Raman : un faisceau pompe aberrant est couplé dans une fibre multimode, fermée dans une cavité. En 2004, Baek et Roh [82] de l'*AFIT*¹⁰ en proposent une réalisation expérimentale, également avec une fibre à gradient d'indice de $50 \mu\text{m}$ de diamètre, et de 40 m de longueur, et ils obtiennent un faisceau de $M^2 = 1,66$. Plus récemment, la même équipe a démontré l'utilisation de la diffusion Raman stimulée pour la combinaison plusieurs faisceaux et leur nettoyage [83]. Quatre faisceaux issus du même laser Nd:YAG sont combinés par l'intermédiaire d'un coupleur fibré multimode. Le faisceau résultant très aberrant est alors nettoyé par effet Raman dans deux fibres de diamètres respectifs 100 et $200 \mu\text{m}$. Dans les deux cas, le faisceau Stokes obtenu présente un M^2 de $2,5$ environ.

Les mêmes expériences et les mêmes constatations ont été menées en utilisant la diffusion Brillouin stimulée. La première observation de beam cleanup par DBS est due à H. Bruesselbach en 1993 [85], à la fois dans une fibre à saut d'indice et dans une autre à gradient d'indice, pour des longueurs de fibres de plusieurs km. Des chercheurs de l'*AFIT* l'ont ensuite utilisé pour la combinaison de faisceaux. En 1999 d'abord, B. C. Rodgers *et al.* [3] combinent deux faisceaux spectralement proches (espacés de moins de 100 MHz) par DBS dans une fibre faiblement multimode (diamètre de $9,5 \mu\text{m}$ pour une ON de $0,12$ et $4,4 \text{ km}$ de longueur), et observent un retour sur le mode fondamental. Très récemment, en 2007, K. C. Brown *et al.* [84] utilisent la DBS dans une fibre optique pour combiner quatre faisceaux issus de deux amplificateurs à fibres LMA dopées Yb. Le schéma du montage est donné sur la figure 1.16. Il obtiennent une efficacité de combinaison en puissance de 20% pour une puissance Stokes de 1 W réfléchi sur le mode fondamental de la fibre Brillouin. En 2006, L. Lombard *et al.* [86] avaient proposé une autre configuration. Avec une fibre à gradient d'indice de $62,5 \mu\text{m}$ de diamètre, et après un amplificateur à

10. *AFIT* : Air Force Institute of Technology, Ohio, USA.

fibre multimode dopée Yb, ils avaient en effet constaté une réflexion privilégiée sur le mode LP_{11} . En rebouclant ce retour Stokes sur le mode fondamental de la fibre Brillouin, à travers un dispositif de filtrage spatial (formant ainsi une cavité filtrante pour l'onde Stokes), ils ont obtenu un faisceau monomode LP_{01} , avec une puissance crête de 50 W, et une efficacité de conversion de 31%.

Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion d'exposer en détail la problématique de la thèse, à travers différents états de l'art. Nous avons vu qu'il était indispensable d'augmenter le diamètre de cœur de la fibre afin de se maintenir sous les limites qu'imposent les effets non linéaires, et en particulier la diffusion Brillouin stimulée. Les solutions classiques, utilisant de façon générales des fibre de type LMA, sont fortement dépendantes de la maîtrise du profil d'indice de la fibre, qui vise la propagation d'un mode unique ayant la surface effective la plus grande possible.

L'utilisation d'une fibre multimode de très large cœur pour l'amplification d'un signal monofréquence apparaît donc comme une solution simple à mettre en œuvre, et ouvre la voie à des puissance ou énergies encore plus importantes. Cependant, le faisceau de sortie d'un tel amplificateur étant très aberrant, cette approche n'est intéressante que si elle est accompagnée d'un étage de traitement spatial du faisceau.

Esquisons alors l'architecture qui sera étudiée dans la suite de ce manuscrit. Dans un premier temps, une fibre multimode dopée permet l'amplification du signal cohérent issu d'un oscillateur maître. Aucune contrainte n'est imposée en terme de qualité de faisceau. Le diamètre du cœur de la fibre amplificatrice peut donc être choisi de telle sorte à obtenir le niveau d'énergie souhaité, sans apparition de non-linéarités. Dans un second temps, ce faisceau est remis en forme afin de retrouver la qualité spatiale primordiale à de nombreuses applications.

Parmi les techniques de traitement de faisceau, l'utilisation de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode s'avère particulièrement intéressante. Si elle est le principal facteur limitant la puissance crête dans l'amplificateur, elle offre par ailleurs deux voies de traitement du faisceau : la conjugaison de phase d'une part, et le nettoyage de faisceau d'autre part.

Cette approche a par ailleurs plusieurs points forts :

- architecture « tout fibre », séduisante par son intégrabilité et son encombrement réduit ;
- traitement passif du faisceau, pouvant assurer une certaine indépendance aux conditions de fonctionnement ;
- la DBS étant la limitation majeure, il est possible d'envisager une grande efficacité de remise en forme en la mettant à profit ; il est aussi tout à fait intéressant de détourner un problème en solution.

Les deux architectures qui vont donc nous intéresser sont représentées sur les figures 1.17 et 1.18. La première est celle de conjugaison de phase. Le faisceau aberrant et dépolarisé sortant de la fibre amplificatrice est conjugué en phase par DBS dans une seconde fibre multimode. Après un second passage, en sens inverse, par la première fibre, le faisceau retrouve sa qualité spatiale et sa polarisation.

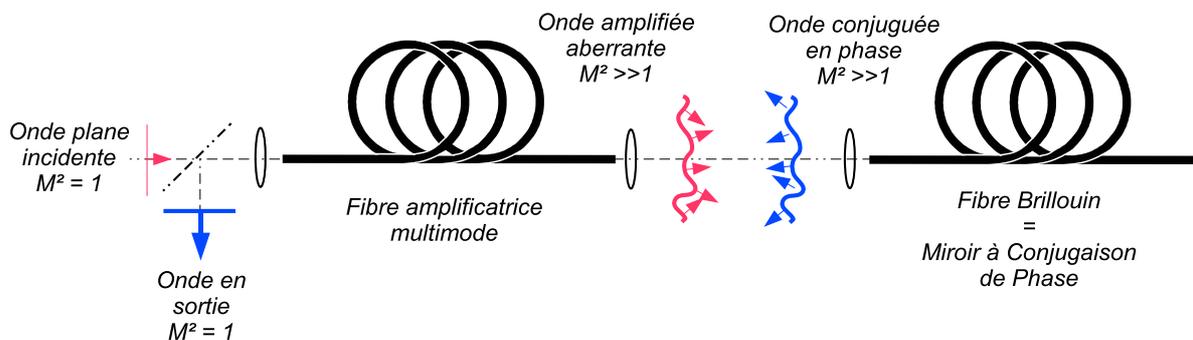


Figure 1.17 – Configuration MOPA à fibre multimode et miroir à conjugaison de phase par DBS.

La seconde solution est une configuration de nettoyage du faisceau aberrant. Le faisceau réfléchi par effet Brillouin est ici directement monomode spatial, et est éjecté sans repasser à travers la fibre amplificatrice. Ce convertisseur de mode non linéaire concentre alors sur un seul mode spatial l'énergie du signal initialement répartie sur différents modes et sur deux états de polarisation.

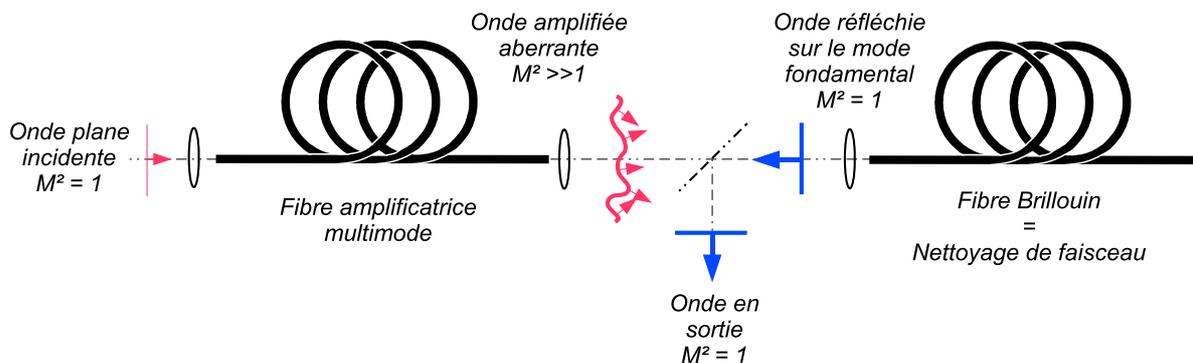


Figure 1.18 – Configuration MOPA à fibre multimode et nettoyage de faisceau par DBS.

L'objet du prochain chapitre est l'étude théorique de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode, afin de concevoir un étage de traitement de faisceau efficace dans un régime à impulsions longues (microseconde de durée).

Chapitre 2

Remise en forme spatiale par diffusion Brillouin stimulée : étude théorique et simulations numériques

Sommaire

2.1	Physique de l'effet Brillouin	33
2.1.1	Diffusion spontanée	33
	Description générale	33
	Variation d'indice avec la pression	34
	Diffusion par un réseau mobile	35
2.1.2	Diffusion stimulée	37
	Électrostriction	37
	Onde acoustique induite	38
	Interaction cohérente à trois ondes	38
2.1.3	DBS dans une fibre monomode	40
	Formulation en χ^3	40
	Évolution des intensités	41
	Seuil Brillouin	42
2.2	Effet Brillouin dans une fibre multimode	45
2.2.1	Mise en équations	45
	Hypothèses	45
	Densité de polarisation non linéaire	46
	Évolution des enveloppes	46
	Équations au seuil Brillouin	47
2.2.2	Formulation matricielle	48
	Valeurs et vecteurs propres : changement de base	49
	Régimes de longueurs	50
2.2.3	Fibre longue : cas de beam cleanup	52
	Sans dégénérescence	52

Avec dégénérescences	52
2.2.4 Fibre courte : cas de conjugaison de phase	53
Sans dégénérescence	54
Cas général	55
2.2.5 Résumé	56
2.3 Dynamique de l'effet Brillouin	57
2.3.1 Motivations et hypothèses	57
2.3.2 Description du modèle	57
Diffusion spontanée	57
Modèle cohérent à source fluctuante	58
2.3.3 Résultats de simulations	59
Méthode de résolution et paramètres	59
Seuil et réflectivité	60
Forme temporelle des impulsions et considérations spectrales	62
2.4 Interaction pompe-sonde : mélange à deux ondes	66
2.4.1 Principe	66
2.4.2 Simulations	67
Paramètres	68
Forme des impulsions	68
Largeur spectrale	69
Réflectivité	71

On se propose dans ce chapitre d'étudier l'effet Brillouin dans une fibre optique. Nous commençons par des considérations générales qui conduisent à la description de la diffusion stimulée par une interaction cohérente à trois ondes (partie 2.1). Nous nous intéresserons alors au sujet constituant le cœur de la thèse : la correction du profil spatial du faisceau par diffusion Brillouin stimulée (DBS). L'objectif est de déterminer, parmi celles de miroir à conjugaison de phase ou de beam cleanup (figures 1.17 et 1.18), la configuration la mieux adaptée pour réaliser la remise en forme de faisceau dans notre cas : laser à impulsions longues (μs), à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$, et dont le niveau d'énergie est de l'ordre du millijoule.

Grâce à un modèle au seuil de l'effet dans une fibre multimode, décrit en 2.2, il est possible de mettre en lumière différents régimes de fonctionnement de la DBS. Il apparaîtra notamment qu'une faible longueur d'interaction est primordiale pour obtenir la conjugaison de phase.

Un second modèle (partie 2.3) permet de rendre compte de la dynamique de l'interaction ainsi que des échanges d'énergie. À partir des résultats que nous en tireront, une configuration de nettoyage de faisceau par amplification Brillouin sera finalement retenue et décrite (partie 2.4).

2.1 Physique de l'effet Brillouin

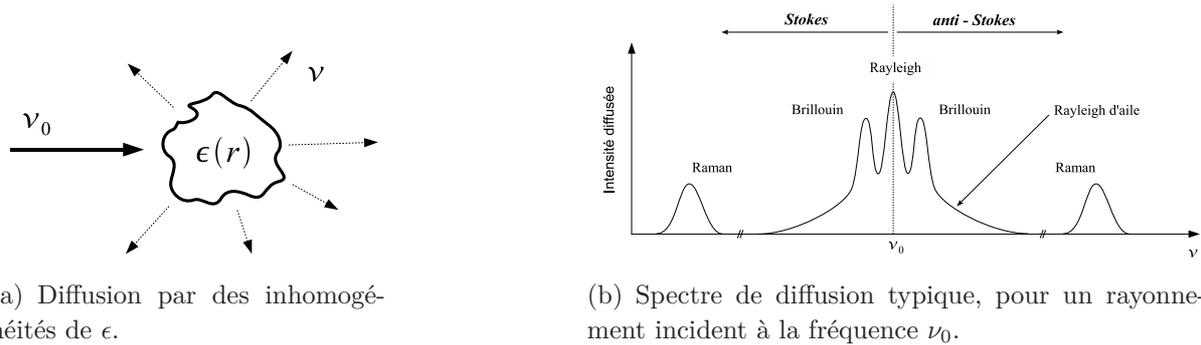
2.1.1 Diffusion spontanée

Description générale

Tous les phénomènes de diffusion qui apparaissent dans un milieu transparent sont dus à des inhomogénéités de la permittivité (ou constante diélectrique) ϵ du matériau (figure 2.1(a)). En effet, le champ qui se propage est la somme du champ incident et du champ rayonné par les molécules (équation (A.6)). Si le milieu est rigoureusement homogène, il y a toujours annulation cohérente dans quelque direction que ce soit, sauf pour la direction de l'onde incidente.

Dans le cas d'une diffusion spontanée, ces inhomogénéités sont « naturelles », dans le sens où les propriétés diélectriques du milieu ne sont pas modifiées par le champ incident. Ces dernières sont par contre soumises à des fluctuations thermodynamiques qui, selon leurs origines, donnent naissance à différents types de diffusions [16].

- Des fluctuations d'entropie (liées à des variations de température) conduisent à des fluctuations de la densité locale, responsables de la diffusion *Rayleigh*. Ces perturbations ne se propageant pas dans le milieu, cette diffusion est dite quasi-élastique : le champ est diffusé sans décalage de fréquence. Dans certains matériaux, le spectre de diffusion Rayleigh présente un large piédestal (diffusion *Rayleigh d'aile*), dû à des fluctuations très rapides de l'orientation des molécules anisotropes.
- La diffusion *Brillouin* est le résultat d'une diffusion par des ondes acoustiques induites par des fluctuations de pression. Ces ondes de pression se propagent à la



(a) Diffusion par des inhomogénéités de ϵ .

(b) Spectre de diffusion typique, pour un rayonnement incident à la fréquence ν_0 .

Figure 2.1 – Phénomènes de diffusion dans un milieu transparent.

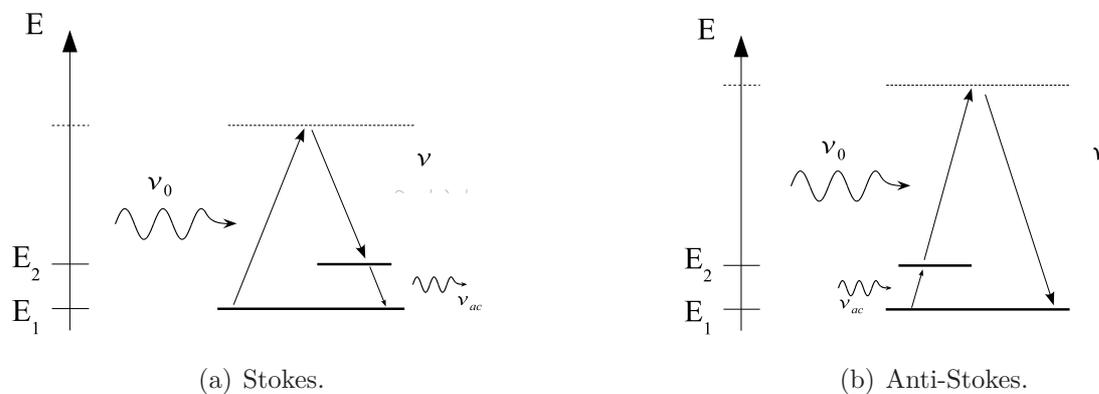
vitesse du son dans le milieu, et la diffusion est donc inélastique : l'onde incidente échange de l'énergie avec le matériau par l'intermédiaire de phonons.

- La diffusion *Raman* est quant à elle issue de l'interaction de la lumière avec des modes de vibration des molécules. Il y a alors couplage d'énergie par l'intermédiaire de phonons optiques, de plus grande énergie.

Le spectre de la lumière diffusée par le milieu se présente comme celui schématisé sur la figure 2.1(b). En ce qui concerne les processus de diffusions inélastiques, deux cas se présentent suivant la valeur relative de la fréquence de l'onde diffusée, ν , par rapport à celle incidente, ν_0 . Lorsque $\nu < \nu_0$, on parle de composante *Stokes*, et pour $\nu > \nu_0$, on parle de composante *anti-Stokes*. Leurs représentations quantiques sont données sur les figures 2.2(a) et 2.2(b) : la diffusion Stokes correspond à la création d'un phonon de fréquence ν_{ac} , tandis que la diffusion anti-Stokes correspond à son annihilation.

Variation d'indice avec la pression

La diffusion Brillouin est donc reliée à des variations *isothermes* de pression (ou de densité du matériau), qui se propagent sous la forme d'ondes acoustiques. Ces fluctuations



(a) Stokes.

(b) Anti-Stokes.

Figure 2.2 – Processus quantiques de diffusion inélastique : un photon de fréquence ν_0 est diffusé à la fréquence ν , avec création ou annihilation d'un phonon acoustique de fréquence ν_{ac} .

entraînent une variation de la constante diélectrique ϵ , et donc une variation d'indice :

$$\delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial p}\right)_T \delta p = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right) \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_T \delta p = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)_T \delta\rho \quad (2.1)$$

avec δp et $\delta\rho$ les fluctuations respectives de pression et de densité. En utilisant alors la définition de la constante électrostrictive γ_e ,

$$\gamma_e = \rho_0 \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \quad (2.2)$$

on peut écrire :

$$\delta\epsilon = \gamma_e \frac{\delta\rho}{\rho_0} \quad (2.3)$$

La constante γ_e est généralement estimée par [16] :

$$\gamma_e = \epsilon_0 \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \quad (2.4)$$

Diffusion par un réseau mobile

En tenant compte de la propagation de $\delta\rho$ sous la forme d'une onde acoustique, nous allons pouvoir interpréter l'effet Brillouin par la diffusion de l'onde incidente sur un réseau d'indice mobile. Écrivons $\delta\rho$ comme une onde plane qui se propage dans le milieu à la pulsation $\Omega = 2\pi\nu_{ac}$:

$$\delta\rho = \delta\rho_0 e^{i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{r} - \Omega t)} + cc. \quad (2.5)$$

Le vecteur de propagation \mathbf{q} de l'onde est complexe, rendant compte de l'amortissement de l'onde, en rapport avec le temps de vie du phonon $\tau_B = 1/\Gamma_B$ ¹. On a :

$$q = \frac{\Omega}{v} + \frac{i\Gamma_B}{2v} \quad (2.6)$$

où v est la vitesse du son dans le milieu. Rappelons que l'onde acoustique que nous considérons pour le moment est *spontanée*, issue de fluctuations thermodynamiques : son amplitude $\delta\rho_0$ est indépendante des champs optiques, et obéit à une répartition statistique à l'équilibre². Une onde plane incidente est alors diffusée par les fronts d'ondes acoustiques. Écrivons les fluctuations de la polarisation du matériau :

$$\delta\mathcal{P} = \delta\epsilon\mathcal{E}_0 = \gamma_e \frac{\delta\rho}{\rho_0} \mathcal{E}_0 \quad (2.7)$$

$$\text{avec } \mathcal{E}_0 = E_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} + cc. \quad (2.8)$$

de sorte que le champ vérifie l'équation de propagation suivante :

$$\nabla^2 \mathcal{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \delta\mathcal{P}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

$$\text{avec } \mathcal{E} = E e^{i(\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r} - \omega't)} + cc. \quad (2.10)$$

1. Nous reviendrons en détail sur la propagation de l'onde acoustique dans la partie 2.1.2.

2. La partie 2.3.2 nous donnera l'occasion d'étudier plus en détail l'initiation thermodynamique de la diffusion spontanée.

En utilisant (2.5), (2.7) et (2.8), on obtient :

$$\nabla^2 \mathcal{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \gamma_e \frac{\delta \rho_0}{\rho_0} E_0 \left[\underbrace{(\omega - \Omega)^2 e^{i((\mathbf{k}-\mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - (\omega - \Omega)t)}}_{\text{Stokes}} + \underbrace{(\omega + \Omega)^2 e^{i((\mathbf{k}+\mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - (\omega + \Omega)t)}}_{\text{anti-Stokes}} + cc. \right] \quad (2.11)$$

La partie droite de cette équation contient les deux termes sources des ondes diffusées. Le premier correspond à l'onde *Stokes* de pulsation $\omega - \Omega$, et le second à l'onde *anti-Stokes* de pulsation $\omega + \Omega$. Ces termes ne sont efficaces que s'ils vérifient à la fois une condition d'accord de phase et la relation de dispersion $\omega' = k'c/n$.

Pour une direction de diffusion θ donnée, l'une ou l'autre composante réunit ces conditions, selon la direction de l'onde acoustique (voir la figure 2.3) : l'onde Stokes est contra-propagative par rapport à l'onde acoustique, tandis que l'onde anti-Stokes est co-propagative.

La diffusion anti-Stokes est cependant beaucoup moins efficace. En effet, en accord avec la description quantique de la figure 2.2, celle-ci vide le réservoir de phonons acoustiques, alors que la diffusion Stokes crée ces phonons. Ainsi, lors du mécanisme de diffusion stimulée, l'onde anti-Stokes est atténuée lors de sa propagation. Nous la négligerons donc dans le reste de ce mémoire.

Si l'on s'intéresse donc à la diffusion Stokes, les conditions d'accord de phase, de conservation d'énergie et de dispersion conduisent aux relations suivantes :

$$\mathbf{k}' = \mathbf{k} - \mathbf{q} \quad (2.12)$$

$$\omega' = \omega - \Omega \quad (2.13)$$

$$\omega = k \frac{c}{n}; \quad \omega' = k' \frac{c}{n}; \quad \Omega = qv \ll (\omega, \omega') \quad (2.14)$$

qui se traduisent finalement par :

$$q = 2k \cos(\theta/2) \quad (2.15)$$

$$\nu_{ac} = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{2nv}{\lambda_0} \cos(\theta/2) = \nu_B \cos(\theta/2) \quad (2.16)$$

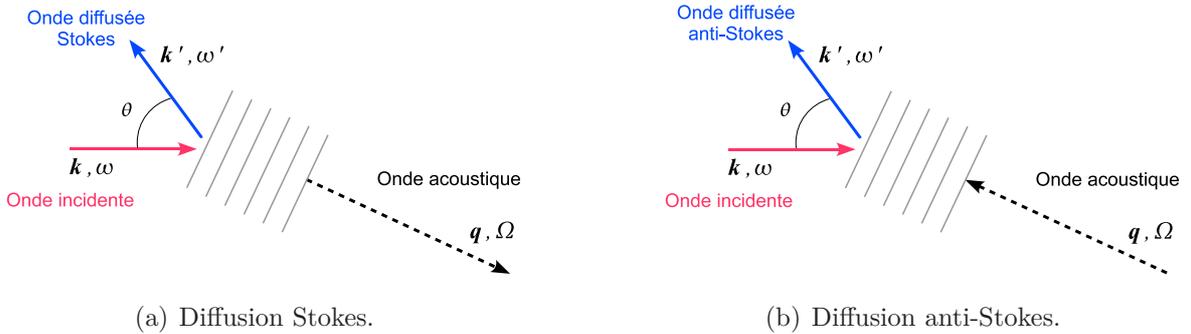


Figure 2.3 – Géométrie des accords de phase Stokes et anti-Stokes : représentation des vecteurs d'ondes.

avec λ_0 la longueur d'onde incidente dans le vide. L'onde Stokes est donc créée par la diffusion de l'onde incidente sur un réseau acoustique mobile, et elle subit un décalage Doppler maximal ν_B pour $\theta = 0$, correspondant à une réflexion rétro-réflexion. Par ailleurs, on peut remarquer que ce décalage est inversement proportionnel à la longueur d'onde λ_0 :

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2nv}{\lambda_0} \quad (2.17)$$

Les deux raies de diffusion Brillouin présentent par ailleurs une largeur spectrale due à l'amortissement de l'onde acoustique définissant le temps de vie du phonon $\tau_B = 1/\Gamma_B$: c'est la partie complexe du vecteur d'onde acoustique \mathbf{q} (2.6). Cet amortissement exponentiel en $e^{-\frac{\Gamma_B t}{2}}$ correspond à une raie lorentzienne de largeur :

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi} \quad (2.18)$$

2.1.2 Diffusion stimulée

Lorsque l'onde incidente est assez intense (on parle alors de *pompe*), les trois ondes en jeu vont se coupler entre elles et conduire à la diffusion stimulée : en interférant, les champs optiques vont modifier la densité du matériau via le phénomène d'*électrostriction*, ce qui va entretenir l'onde acoustique.

Électrostriction

L'électrostriction traduit la tendance d'un matériau à se condenser dans les zones de fort champ électrique. La conséquence directe est l'apparition d'une pression statique dans le matériau.

Afin de calculer cette pression, considérons un volume V placé dans le champ \mathcal{E} ; La permittivité subit alors une légère variation $\delta\epsilon$, liée à l'augmentation de la densité $\delta\rho$:

$$\delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right) \delta\rho = \gamma_e \frac{\delta\rho}{\rho_0} \quad (2.19)$$

où l'on a utilisé la définition de la constante d'électrostriction γ_e du matériau (2.2). Cette variation de permittivité entraîne alors une variation de la densité d'énergie potentielle du diélectrique :

$$\Delta u = \frac{1}{2} \delta\epsilon \mathcal{E}^2 \quad (2.20)$$

Cette variation d'énergie potentielle correspond au travail fourni lors de la compression du matériau, travail qui peut s'exprimer par :

$$\Delta w = p_{st} \frac{\delta\mathcal{V}}{\mathcal{V}} = -p_{st} \frac{\delta\rho}{\rho_0} \quad (2.21)$$

L'égalité de (2.20) et (2.21) nous donne alors la valeur de la pression statique qui s'exerce sur le diélectrique placé dans le champ \mathcal{E} :

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \gamma_e \mathcal{E}^2 \quad (2.22)$$

Le signe négatif de p_{st} indique donc une dépression dans les zones de fort champ, dépression qui conduit au mouvement des molécules et à l'augmentation de la densité dans ces mêmes zones.

Onde acoustique induite

Dans le cas qui nous intéresse ici, le champ électrique présent dans le matériau est un champ optique, de telle sorte que la pression p_{st} , qui est liée à des déplacements mécaniques lents, peut s'exprimer par le moyennage sur les cycles optiques :

$$p_{st} = -\frac{1}{2}\gamma_e \langle \mathcal{E}^2 \rangle \quad (2.23)$$

Si l'intensité $\langle \mathcal{E}^2 \rangle$ n'est pas uniforme, la variation de pression p_{st} conduit à l'apparition d'une force volumique de pression électrostrictive \mathbf{f} :

$$\mathbf{f} = -\nabla p_{st} = \frac{1}{2}\gamma_e \nabla \langle \mathcal{E}^2 \rangle \quad (2.24)$$

Cette force est alors la source d'une onde acoustique. La variation de la densité (que l'on note maintenant ρ pour simplifier les notations) vérifie alors l'équation de propagation suivante :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Gamma' \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \rho - v^2 \nabla^2 \rho = -\nabla \cdot \mathbf{f} \quad (2.25)$$

soit

$$\boxed{\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Gamma' \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \rho - v^2 \nabla^2 \rho = -\frac{1}{2}\gamma_e \nabla^2 \langle \mathcal{E}^2 \rangle} \quad (2.26)$$

où Γ' est un paramètre d'amortissement correspondant à une viscosité cinématique, et v la vitesse du son dans le milieu.

Interaction cohérente à trois ondes

Plaçons nous maintenant dans le cas où deux ondes planes monochromatiques, de même direction de polarisation, se propagent en sens inverse dans le milieu : l'une constituant l'onde pompe, et l'autre l'onde Stokes. Le champ total s'écrit :

$$\mathcal{E} = \tilde{E}_p(z, t)e^{i(k_p z - \omega_p t)} + \tilde{E}_s(z, t)e^{i(-k_s z - \omega_s t)} + cc. \quad (2.27)$$

en considérant une propagation suivant l'axe \mathbf{z} . On peut alors écrire l'intensité moyennée, $\langle \mathcal{E}^2 \rangle$, due à l'interférence de ces deux ondes :

$$\langle \mathcal{E}^2 \rangle = 2\tilde{E}_p(z, t)\tilde{E}_s^*(z, t)e^{i[(k_p + k_s)z - (\omega_p - \omega_s)t]} + cc. \quad (2.28)$$

On a gardé dans cette expression uniquement les termes oscillant à une fréquence acoustique. Par électrostriction, ce battement va entretenir et stimuler l'onde acoustique, via le terme source de l'équation (2.26). Ce mécanisme est schématisé sur la figure 2.4.

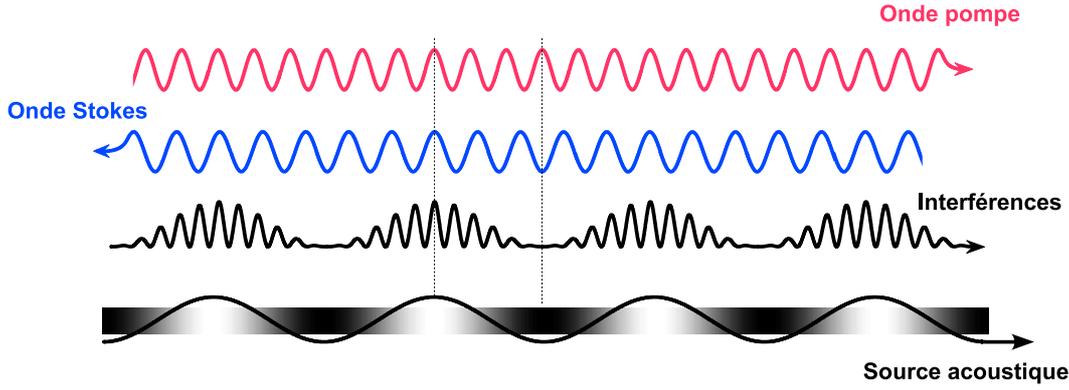


Figure 2.4 – Stimulation de l'effet Brillouin par électrostriction : génération d'une onde acoustique par battement entre les ondes pompe et Stokes.

Il est alors naturel de chercher une solution à l'équation de propagation acoustique (2.26) sous la forme :

$$\rho = \tilde{\rho}(z, t)e^{i(qz - \Omega t)} + cc. \quad (2.29)$$

$$\text{avec } q = k_p + k_s \simeq 2k_p \quad (2.30)$$

$$\text{et } \Omega = \omega_p - \omega_s \quad (2.31)$$

Sous l'hypothèse que l'enveloppe $\tilde{\rho}$ est lentement variable en z et t , (2.26) devient :

$$-2i\Omega \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B) \tilde{\rho} - 2iqv^2 \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial z} = \gamma_e q^2 \tilde{E}_p \tilde{E}_s^* \quad (2.32)$$

$$\text{avec } \Omega_B = qv = (k_p + k_s)v \quad (2.33)$$

$$\text{(ie) } \Omega_B = \frac{nv}{c}(\omega_p + \omega_s) \simeq \frac{2nv}{c}\omega_p \quad (2.34)$$

$$\text{et } \Gamma_B = q^2\Gamma' = \frac{1}{\tau_B} \simeq \frac{4n^2\omega_p^2}{c^2}\Gamma' \quad (2.35)$$

Cette équation fait donc apparaître le décalage Brillouin naturel Ω_B , ainsi que la largeur Brillouin Γ_B , qui correspond à l'inverse du temps de vie τ_B des phonons. La variation de $\tilde{\rho}$ suivant z peut être négligée devant celle des enveloppes $\tilde{E}_p \tilde{E}_s^*$. En effet, les phonons acoustiques sont atténués sur une longueur caractéristique $l_{att} = \frac{v}{\Gamma_B} = v\tau_B$. Pour les valeurs typiques $v \simeq 6 \text{ km.s}^{-1}$ et $\tau_B \simeq 10 \text{ ns}$, cela correspond à $l_{att} \simeq 60 \mu\text{m}$, très inférieure à la distance sur laquelle le membre de droite varie de façon significative. L'équation (2.32) devient alors :

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} + i \frac{\Omega_B^2 - \Omega^2}{2\Omega} \right) \tilde{\rho} = i \frac{\gamma_e q^2}{2\Omega} \tilde{E}_p \tilde{E}_s^* \quad (2.36)$$

Aucune hypothèse n'a été faite sur l'origine de l'onde Stokes : elle peut être issue de la diffusion spontanée, ou imposée. La fréquence Ω définie par (2.31) peut donc ne pas être accordée sur la fréquence Ω_B définie par (2.34). On pose alors $\Delta\omega$ ce désaccord,

$$\Omega = \Omega_B + \Delta\omega, \quad \text{avec } \Delta\omega \ll \Omega, \Omega_B \quad (2.37)$$

de sorte que l'enveloppe de l'onde acoustique vérifie finalement l'équation suivante :

$$\boxed{\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\Delta\omega \right) \tilde{\rho} = i \frac{\gamma_e q^2}{2\Omega} \tilde{E}_p \tilde{E}_s^*} \quad (2.38)$$

L'onde de densité est à son tour couplée aux ondes optiques par l'intermédiaire de la modulation d'indice définie en (2.19). La densité de polarisation non linéaire s'écrit :

$$\mathcal{P}_{NL} = \delta\epsilon\mathcal{E} = \frac{\gamma_e}{\rho_0} \rho \mathcal{E} \quad (2.39)$$

D'après les relations (2.27) et (2.29), on peut extraire de (2.39) les termes optiques en accord de phase avec les ondes pompes et Stokes. Ils s'écrivent respectivement :

$$\mathcal{P}_p = \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho} \tilde{E}_s e^{i(k_p z - \omega_p t)} + cc. \quad (2.40)$$

$$\mathcal{P}_s = \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho}^* \tilde{E}_p e^{i(-k_s z - \omega_s t)} + cc. \quad (2.41)$$

Les enveloppes \tilde{E}_p et \tilde{E}_s sont supposées lentement variables, et conformément à la relation (A.24), l'équation (A.12) de propagation des ondes optiques devient :

$$\boxed{\begin{cases} \frac{\partial \tilde{E}_p}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \tilde{E}_p}{\partial t} = i \frac{\omega_p}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho} \tilde{E}_s \\ \frac{\partial \tilde{E}_s}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial \tilde{E}_s}{\partial t} = -i \frac{\omega_s}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho}^* \tilde{E}_p \end{cases}} \quad (2.42)$$

Les équations (2.38) et (2.42) constituent le système différentiel couplé rendant compte de la diffusion Brillouin stimulée comme une interaction cohérente à trois ondes.

2.1.3 DBS dans une fibre monomode

La description que nous venons de faire est tout à fait adaptée à la fibre monomode, dans laquelle les champs optiques et le champ acoustique ont des fronts d'onde plans. En les prenant en compte à travers la définition de la surface effective A_{eff} , les profils transverses d'intensités peuvent être omis. Nous détaillons alors dans cette section le comportement de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre monomode en régime continu.

Formulation en χ^3

En se plaçant à l'état stationnaire, les termes en $\frac{\partial}{\partial t}$ des équations (2.38) et (2.42) s'annulent. Dans ces conditions, l'onde acoustique est donnée par :

$$\tilde{\rho} = i \frac{\gamma_e q^2}{2\Omega} \frac{\tilde{E}_p \tilde{E}_s^*}{(\Gamma_B/2 - i\Delta\omega)} \quad (2.43)$$

Les termes (2.40) et (2.41) de la polarisation non linéaire, responsables du couplage d'énergie entre les ondes optiques, s'écrivent alors respectivement :

$$\mathcal{P}_p = i \frac{\gamma_e^2 q^2}{2\rho_0 \Omega} \frac{\tilde{E}_p \tilde{E}_s^* \tilde{E}_s}{(\Gamma_B/2 - i\Delta\omega)} e^{i(k_p z - \omega_p t)} + cc. \quad (2.44)$$

$$\mathcal{P}_s = -i \frac{\gamma_e^2 q^2}{2\rho_0 \Omega} \frac{\tilde{E}_p^* \tilde{E}_s \tilde{E}_p}{(\Gamma_B/2 + i\Delta\omega)} e^{i(-k_s z - \omega_s t)} + cc. \quad (2.45)$$

L'électrostriction est donc à l'origine d'une polarisation du 3^e ordre, qui s'écrit de façon générale $\mathcal{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathcal{E}^3$. En conservant les termes oscillant aux fréquences adéquates, \mathcal{P}_p et \mathcal{P}_s sont donnés par :

$$\mathcal{P}_p = 6\epsilon_0 \chi^{(3)*} \tilde{E}_p \tilde{E}_s^* \tilde{E}_s e^{i(k_p z - \omega_p t)} + cc. \quad (2.46)$$

$$\mathcal{P}_s = 6\epsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}_p^* \tilde{E}_s \tilde{E}_p e^{i(-k_s z - \omega_s t)} + cc. \quad (2.47)$$

En identifiant deux à deux les relations (2.44) à (2.47), on obtient l'expression de la susceptibilité non linéaire :

$$\chi^{(3)}(\Omega) = \frac{-i\gamma_e^2 q^2}{6\epsilon_0 \rho_0 \Omega \Gamma_B} \cdot \frac{1}{1 + 2i\Delta\omega/\Gamma_B} \quad (2.48)$$

On peut noter ici que lorsque $\Delta\omega = 0$, c'est-à-dire lorsque l'onde Stokes est juste décalée de la pulsation Brillouin naturelle ($\Omega = \Omega_B$), alors l'onde de densité $\tilde{\rho}$ est déphasée de $\pi/2$ (facteur i) par rapport au réseau d'illumination $\tilde{E}_p \tilde{E}_s^*$. Dans ces conditions, on se situe au pic de résonance Brillouin : $\chi^{(3)}$ est maximal, imaginaire pur, et le réseau d'indice est en quadrature avec le réseau d'intensité. Cela correspond à un maximum de couplage entre les ondes optiques, comme nous l'avions évoqué au paragraphe 1.3.3, page 25 : l'onde pompe est diffractée, par le réseau d'indice, en phase avec l'onde Stokes ; il y a alors déplétion de l'onde pompe et amplification de l'onde Stokes.

La diffusion Brillouin stimulée limite donc la transmission de puissance dans la fibre. En effet, lorsque l'onde pompe que l'on veut transmettre se propage, des photons Stokes sont diffusés de façon spontanée. L'électrostriction stimule ensuite cette diffusion en renforçant l'onde acoustique, et le transfert de puissance vers l'onde Stokes est favorisé en raison de ce décalage entre le réseau d'indice induit et les franges d'interférence. Analysons maintenant ce couplage d'énergie.

Évolution des intensités

En reportant (2.43) dans le système (2.42), on obtient les équations d'évolution des amplitudes complexes, à l'état stationnaire :

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{E}_p}{dz} = -\frac{\omega}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e^2 q^2}{2\rho_0 \Omega} \frac{|\tilde{E}_s|^2 \tilde{E}_p}{(\Gamma_B/2 - i\Delta\omega)} \\ \frac{d\tilde{E}_s}{dz} = -\frac{\omega}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e^2 q^2}{2\rho_0 \Omega} \frac{|\tilde{E}_p|^2 \tilde{E}_s}{(\Gamma_B/2 + i\Delta\omega)} \end{cases} \quad (2.49)$$

en considérant $\omega_s \simeq \omega_p = \omega$. Ces équations se transforment aisément afin d'obtenir celles décrivant l'évolution des intensités des ondes pompe $I_p(z)$, et Stokes $I_s(z)$. En utilisant le fait que

$$\frac{dI_{p,s}}{dz} = 2nc\epsilon_0 \frac{d}{dz} |\tilde{E}_{p,s}|^2 = 2nc\epsilon_0 \left(\tilde{E}_{p,s}^* \frac{d\tilde{E}_{p,s}}{dz} + cc. \right) \quad (2.50)$$

et d'après le système (2.49), on obtient :

$$\frac{dI_{p,s}}{dz} = -\frac{\omega\gamma_e^2 q^2}{2\rho_0\Omega} \cdot 2\text{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma_B/2 \mp i\Delta\omega} \right\} \cdot |\tilde{E}_p|^2 |\tilde{E}_s|^2 \quad (2.51)$$

$$(ie) \quad \frac{dI_{p,s}}{dz} = -\frac{\omega\gamma_e^2 (2n\omega/c)^2}{2\rho_0 n\omega v/c} \cdot \frac{\Gamma_B}{(\Gamma_B/2)^2 + \Delta\omega^2} \cdot \frac{I_p I_s}{(2nc\epsilon_0)^2} \quad (2.52)$$

$$(ie) \quad \frac{dI_{p,s}}{dz} = -\frac{\omega^2 \gamma_e^2}{\rho_0 n c^3 \epsilon_0^2 v \Gamma_B} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{\Delta\omega^2}{(\Gamma_B/2)^2}} \right) \cdot I_p I_s \quad (2.53)$$

En ajoutant un terme de pertes passives dans la fibre, α , dont nous n'avions pas tenu compte jusqu'à présent, les intensités vérifient finalement le système suivant :

$$\boxed{\begin{cases} \frac{dI_p}{dz} = -\tilde{g}_B I_p I_s - \alpha I_p \\ \frac{dI_s}{dz} = -\tilde{g}_B I_p I_s + \alpha I_s \end{cases}} \quad (2.54)$$

où l'on définit le coefficient de gain Brillouin effectif \tilde{g}_B par :

$$\tilde{g}_B = g_B \frac{1}{1 + \frac{\Delta\omega^2}{(\Gamma_B/2)^2}}, \quad \text{avec} \quad g_B = \frac{\omega^2 \gamma_e^2}{\rho_0 n c^3 \epsilon_0^2 v \Gamma_B} \quad (2.55)$$

g_B est le coefficient de gain Brillouin à la résonance, maximum d'une lorentzienne de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_B = \Gamma_B/2\pi$. Le tableau 2.1 regroupe les valeurs numériques typiques des différents paramètres Brillouin dans la silice, à la longueur d'onde incidente de $1,5 \mu\text{m}$. Il est à noter que la fréquence ν_B est proportionnelle à $1/\lambda_0$ et que Γ_B est proportionnel à $1/\lambda_0^2$ (voir les relations (2.17) et (2.35)). Le coefficient g_B est ainsi indépendant de la longueur d'onde, mais il dépend du matériau utilisé à travers l'indice, la densité et la vitesse du son.

Seuil Brillouin

Le système (2.54) se résout simplement en considérant que la pompe n'est pas déplétée par la diffusion Stokes, de sorte que l'on peut écrire $I_p(z) = I_p(0)e^{-\alpha z}$. L'intensité Stokes

v	ν_B	$\Delta\nu_B$	τ_B	g_B
5,8 à 6 km.s ⁻¹	10 à 11 GHz	16 à 22 MHz	7 à 10 ns	$\simeq 5.10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$

Table 2.1 – Valeurs numériques typiques des paramètres Brillouin dans la silice, à la longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$ [18, 87].

vérifie alors l'équation suivante :

$$\frac{dI_s}{dz} = -\tilde{g}_B I_p(0) e^{-\alpha z} I_s + \alpha I_s \quad (2.56)$$

qui s'intègre pour donner :

$$I_s(z) = I_s(0) e^{-\tilde{g}_B I_p(0) \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha} + \alpha z} \quad (2.57)$$

soit

$$I_s(0) = I_s(L) e^{\tilde{g}_B I_p(0) L_{eff} - \alpha L} \quad (2.58)$$

où L_{eff} est la longueur effective d'interaction, réduite par rapport à la longueur L de la fibre en raison de l'atténuation de la pompe, et définie par :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (2.59)$$

Dans le cas d'un *générateur* Brillouin, quelques photons Stokes diffusés en extrémité de fibre subissent une amplification exponentielle selon (2.58), dont le facteur de gain $G = \tilde{g}_B I_p(0) L_{eff}$ est directement proportionnel à la puissance de pompe injectée dans la fibre. Au-delà d'une certaine valeur de gain, la déplétion de l'onde pompe ne peut plus être négligée ; cette frontière constitue le *seuil Brillouin*. R. G. Smith l'a évalué de la façon suivante [17] : le seuil est franchi lorsque la puissance de l'onde Stokes en $z = 0$, calculée sous l'hypothèse de non-déplétion de l'onde pompe, et intégrée sur tout le spectre³, dépasse la puissance de l'onde pompe transmise en $z = L$. L'estimation obtenue, classiquement admise comme définition du seuil Brillouin, ne dépend que de la valeur maximale du gain Brillouin, et elle est donnée par :

$$G_{seuil} = G_0 = g_B I_p(0) L_{eff} = \frac{g_B P_p(0) L_{eff}}{A_{eff}} \simeq 21 \quad (2.60)$$

Notons que cette définition ne correspond pas à celle d'un seuil de type « laser », mais bien à l'apparition de la déplétion de l'onde pompe. Cette frontière n'est pas absolue, mais dépend de la précision avec laquelle on estime que la déplétion n'est plus négligeable. Cela conduit donc à plusieurs définitions possibles du seuil. Cependant, celles-ci donneront toutes des valeurs très proches. En effet, au seuil, une variation de $P_p(0)$ de 1 dB entraîne une variation de $P_s(0)$ de l'ordre de 20 dB. Changer de quelques % le niveau de détection de $P_s(0)$ définissant le seuil n'a donc que très peu d'influence sur la valeur de $P_p(0)$. L'estimation approximative de Smith, (2.60), est donc tout à fait pertinente de façon générale.

Une fois le seuil dépassé, l'amplification exponentielle de l'équation (2.58) n'est plus valable, et c'est le système (2.54) complet qui doit être résolu. Bien qu'une solution analytique simple puisse être obtenue dans le cas où l'on néglige les pertes linéaires [18], le cas général est plus complexe [88].

3. Il est d'ailleurs montré dans la référence [17] que cela correspond à l'injection d'un photon par mode (longitudinal et transverse) à la position dans la fibre où le gain est égal aux pertes linéaires.

2. Remise en forme spatiale par diffusion Brillouin stimulée : étude théorique et simulations numériques

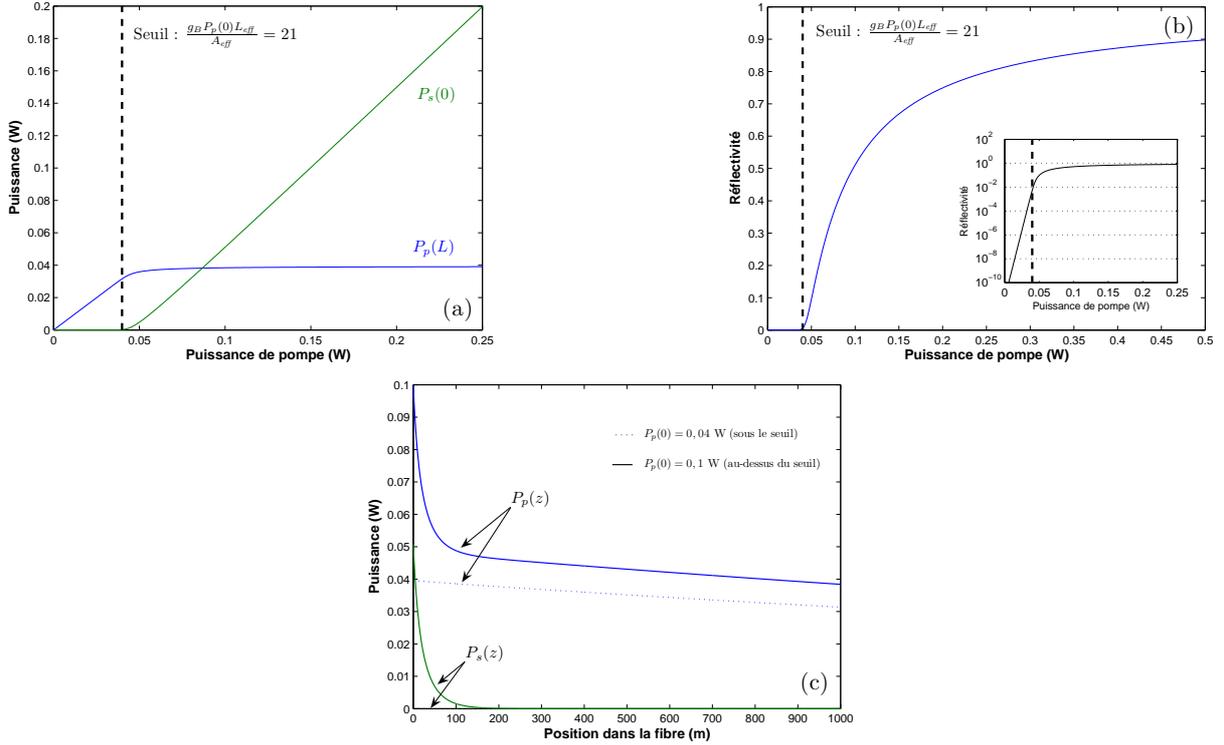


Figure 2.5 – (a) Puissances transmises et réfléchies en fonction de la puissance de pompe, dans une fibre monomode ($A_{eff} = 85 \mu\text{m}^2$) de 1 km de longueur, présentant une atténuation de 0,2 dB/km. (b) Courbe de réflectivité Brillouin en fonction de la puissance de pompe (Insert : échelle logarithmique). (c) Évolution des puissances le long de la fibre pour deux points de fonctionnement donnés, de part et d'autre du seuil Brillouin.

Il est alors intéressant, et assez simple, de résoudre ce système de manière numérique. La figure 2.5 présente un exemple de calcul, mené pour une fibre monomode de 1 km de longueur. On peut voir sur la courbe 2.5(a) que la transmission de l'onde pompe est limitée approximativement à la puissance de seuil : au-delà de celle-ci, toute puissance en excès est transférée vers l'onde Stokes, qui croît alors de façon linéaire. La réflectivité Brillouin, définie par

$$R = \frac{P_s(0)}{P_p(0)} \quad (2.61)$$

augmente fortement à partir du seuil pour tendre asymptotiquement vers 1 (figure 2.5(b)). Enfin, la figure 2.5(c) présente l'évolution longitudinale des puissances des ondes pompe et Stokes. Sous le seuil, l'onde Stokes est totalement négligeable devant l'onde pompe, dont la puissance diminue au cours de la propagation en raison des seules pertes linéaires α . Au-dessus du seuil, la déplétion de l'onde pompe est franche en début de fibre, la puissance étant rapidement transférée vers l'onde Stokes.

2.2 Effet Brillouin dans une fibre multimode

Nous présentons dans cette partie un modèle de la diffusion Brillouin stimulée, initialement dû à R. W. Hellwarth en 1978 [78, 79], qui publia alors une étude mathématique de la conjugaison de phase par effets Raman et Brillouin dans un guide d'onde. Ce modèle a ensuite été profondément complété par L. Lombard en 2005 [6]. L'objectif est ici de faire ressortir les principaux résultats qui permettent d'appréhender le comportement spatial de la DBS dans les fibres multimodes⁴.

2.2.1 Mise en équations

Hypothèses

Cette modélisation est basée sur différentes hypothèses et approximations que nous présentons ici.

1. *Décomposition modale* : les ondes optiques sont guidées et se décomposent sur l'ensemble des modes de la fibre. Nous supposons qu'il n'y a aucun couplage de modes, de sorte qu'une distribution modale donnée se conserve lors d'une propagation linéaire⁵. Enfin, les profils transverses des modes de l'onde pompe et de l'onde Stokes sont considérés identiques, leurs longueurs d'onde étant très proches.
2. *Hypothèse scalaire* : les champs sont supposés polarisés linéairement, suivant la même direction, et la fibre optique non dépolarisante. En utilisant alors des variables scalaires, les formes d'ondes, arbitraires et non planes notées $\check{E}_{p,s}(\mathbf{r}, t)$, s'écrivent :

$$\check{E}_{p,s}(\mathbf{r}, t) = \sum_i c_i^{p,s}(z, t) \psi_i(r, \phi) e^{\pm i\beta_i^{p,s} z} \quad (2.62)$$

3. *Enveloppes lentement variables* : les amplitudes complexes $c_i^{p,s}$ de chacun des modes varient lentement en z et en t par rapport aux caractéristiques ondulatoires.
4. *Régime continu* : Nous nous placerons à l'état stationnaire, hypothèse valable dans le cas d'un régime continu, et acceptable pour des impulsions longues devant la durée de vie des phonons.

En plus de ces hypothèses de départ, deux approximations supplémentaires seront utilisées :

5. *Décalage Brillouin unique* : quels que soient les modes des ondes pompe et Stokes qui interagissent, nous supposons qu'ils se couplent avec une unique onde acoustique. Cela revient à considérer que le décalage Brillouin Ω_B ne dépend pas des modes optiques.
6. *Hypothèse du seuil Brillouin* : enfin, nous nous placerons au seuil de l'effet Brillouin, c'est-à-dire pour un signal Stokes peu puissant, ce qui permet de négliger la déplétion de l'onde pompe.

4. Le lecteur avisé pourra trouver des détails plus avancés concernant ce modèle dans la thèse de L. Lombard [6].

5. La propagation guidée et les conventions associées sont décrites dans l'annexe A.3.

Densité de polarisation non linéaire

En considérant que le décalage Brillouin est unique, ne dépendant pas des modes pompe et Stokes qui interagissent, on peut écrire la densité de polarisation non linéaire à partir de la susceptibilité définie par la relation (2.48). Les polarisations \mathcal{P}_p et \mathcal{P}_s , oscillant respectivement aux pulsations ω_p et ω_s , s'obtiennent donc par :

$$\mathcal{P}_p = 6\epsilon_0\chi^{(3)*}(\Omega_B)\check{E}_s\check{E}_s^*\check{E}_pe^{-i\omega_pt} + cc. \quad (2.63)$$

$$\mathcal{P}_s = 6\epsilon_0\chi^{(3)}(\Omega_B)\check{E}_p\check{E}_p^*\check{E}_se^{-i\omega_st} + cc. \quad (2.64)$$

$\chi^{(3)}(\Omega_B)$ dépend des caractéristiques de la fibre, et est directement proportionnel au gain Brillouin g_B . En utilisant les relations (2.34), (2.48) et (2.55), on peut en effet exprimer la susceptibilité par :

$$\chi^{(3)}(\Omega_B) = -i\frac{n^2c^2\epsilon_0}{3\omega}g_B \quad (2.65)$$

Le développement de chacune des formes d'ondes sur l'ensemble des modes guidés donne, pour \mathcal{P}_s :

$$\mathcal{P}_s = 6\epsilon_0\chi^{(3)}(\Omega_B)\sum_{i,j,m}c_i^pc_j^{p*}c_m^s\psi_i\psi_j^*\psi_me^{i[(\beta_i^p-\beta_j^p-\beta_m^s)z-\omega_st]} + cc. \quad (2.66)$$

Évolution des enveloppes

À partir de l'expression de la densité de polarisation, déroulons l'équation de propagation (A.12), pour l'onde Stokes :

$$\left(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\left[\check{E}_s(\mathbf{r}, t)e^{-i\omega_st}\right] = \frac{6}{c^2}\chi^{(3)}(\Omega_B)\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\check{E}_p\check{E}_p^*\check{E}_se^{-i\omega_st}\right] \quad (2.67)$$

En utilisant la décomposition de \check{E}_s , cette équation se met sous la forme :

$$\sum_n\left(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\left[c_n^s(z, t)\psi_n(r, \phi)e^{i(-\beta_n^s z - \omega_st)}\right] = \frac{6}{c^2}\chi^{(3)}(\Omega_B)\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\check{E}_p\check{E}_p^*\check{E}_se^{-i\omega_st}\right] \quad (2.68)$$

Après quelques calculs prenant en compte la propagation modale ainsi que l'hypothèse des enveloppes lentement variables en z et t , cela se simplifie en :

$$\sum_n\left(-2i\beta_n^s\frac{\partial c_n^s}{\partial z}\psi_n - \omega_s\frac{n^2}{c^2}\frac{\partial c_n^s}{\partial t}\psi_n\right)e^{i(-\beta_n^s z - \omega_st)} = -\frac{6\omega_s^2}{c^2}\chi^{(3)}(\Omega_B)\check{E}_p\check{E}_p^*\check{E}_se^{-i\omega_st} \quad (2.69)$$

Si l'on se place alors en régime permanent, le second terme du membre de gauche disparaît. En développant également chacun des termes de droite sur l'ensemble des modes, on obtient :

$$\sum_n\beta_n^s\frac{dc_n^s}{dz}\psi_ne^{-i\beta_n^s z} = -\frac{3i\omega_s^2}{c^2}\chi^{(3)}(\Omega_B)\sum_{i,j,m}c_i^pc_j^{p*}c_m^s\psi_i\psi_j^*\psi_me^{i(\beta_i^p-\beta_j^p-\beta_m^s)z} \quad (2.70)$$

Grâce à la relation d'orthonormalisation (A.28) des modes guidés de la fibre, la variation de l'amplitude complexe $c_n^s(z)$ peut s'écrire, pour tout n :

$$\beta_n^s\frac{dc_n^s}{dz}e^{-i\beta_n^s z} = -\frac{3i\omega_s^2}{c^2}\chi^{(3)}(\Omega_B)\sum_{i,j,m}\left[c_i^pc_j^{p*}c_m^s\left(\int_0^\infty\int_0^{2\pi}\psi_i\psi_j^*\psi_m\psi_n^*rdrd\phi\right)e^{i(\beta_i^p-\beta_j^p-\beta_m^s)z}\right] \quad (2.71)$$

En prenant $\beta_n^s \approx n\omega_s/c$, et d'après (2.65), on obtient finalement, pour tout n , l'expression de la variation de l'amplitude complexe $c_n^s(z)$:

$$\boxed{\frac{dc_n^s(z)}{dz} = -(2nc\epsilon_0)\frac{g_B}{2} \sum_{i,j,m} \left[\left(\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \psi_i \psi_j^* \psi_m \psi_n^* r dr d\phi \right) c_i^p c_j^{p*} c_m^s e^{i(\beta_i^p - \beta_j^p - \beta_m^s + \beta_n^s)z} \right]} \quad (2.72)$$

Chaque terme de la triple somme représente la **diffraction du mode pompe i vers le mode Stokes n , par le réseau acoustique créé par l'interférence entre les modes pompe j et Stokes m** . Chacun de ces termes de diffraction dépend :

- d'un facteur de recouvrement entre les quatre modes mis en jeu (intégrale double sur la section de la fibre),
- et d'un terme d'accord de phase $e^{(\beta_i^p - \beta_j^p - \beta_m^s + \beta_n^s)z}$. En utilisant l'analogie entre les constantes de propagation $\beta_i^{p,s}$ et la projection sur l'axe de la fibre de vecteurs d'onde en espace libre, cette condition d'accord de phase peut être représentée dans le cas général comme sur la figure 2.6.

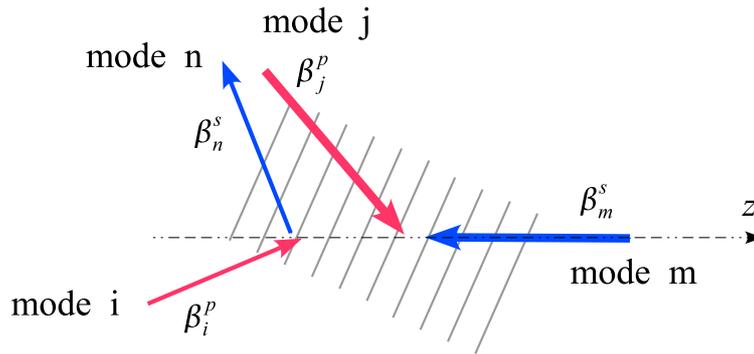


Figure 2.6 – Cas général de l'accord de phase : diffraction du mode pompe i vers le mode Stokes n par le réseau créé par les modes pompe j et Stokes m . Par simplicité, les vecteurs d'ondes et le réseau sont ici représentés en angle, mais dans la fibre, ce sont les longueurs et le pas du réseau qui varient.

Équations au seuil Brillouin

Nous allons voir que l'équation (2.72) peut être linéarisée en prenant l'hypothèse du seuil Brillouin. On suppose que l'onde Stokes est faible devant l'onde pompe, ce qui autorise à négliger la déplétion de l'onde pompe (le transfert de son énergie vers l'onde Stokes). Dans ces conditions, la puissance de l'onde pompe évolue le long de la fibre selon :

$$P_p(z) = P_p(0)e^{-\alpha z} \quad (2.73)$$

avec α le coefficient de pertes linéaires de la fibre. Les amplitudes complexes sont alors données par :

$$\forall i, \quad c_i^p(z) = c_i^p(0)e^{-\frac{\alpha}{2}z} \quad (2.74)$$

On suppose ensuite que l'onde Stokes est amplifiée, au seuil, avec un gain Brillouin uniforme γ , de sorte que sa puissance s'exprime par :

$$P_s(z) = P_s(0)e^{\alpha z - \gamma z} \quad (2.75)$$

Cette relation se rapproche de celle en intensité (2.57), dérivée pour une fibre monomode, le gain γ correspondant à $\tilde{g}_B I_p$ (et donc uniforme). Il est alors naturel de considérer ce gain indépendant des modes de la fibre, ce qui conduit à écrire :

$$\forall n, \quad c_n^s(z) = c_n^s(0)e^{\frac{\alpha - \gamma}{2}z} \quad (2.76)$$

Les pertes linéaires α étant petites par rapport au gain au seuil γ , on peut considérer que $\frac{dc_n^s(z)}{dz} = -\frac{\gamma}{2}c_n^s(z)$, de sorte que l'équation (2.72) se réécrit, pour tout n :

$$\begin{aligned} \gamma c_n^s(0) &= (2nc\epsilon_0)g_B \\ &\sum_{i,j,m} \left[\left(\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \psi_i \psi_j^* \psi_m \psi_n^* r dr d\phi \right) c_i^p(0) c_j^{p*}(0) c_m^s(0) e^{i(\beta_i^p - \beta_j^p - \beta_m^s + \beta_n^s)z - \alpha z} \right] \end{aligned} \quad (2.77)$$

Après intégration le long de la fibre, on obtient :

$$\begin{aligned} \gamma c_n^s(0) &= (2nc\epsilon_0)g_B \\ &\sum_{i,j,m} \left[c_i^p(0) c_j^{p*}(0) c_m^s(0) \left(\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \psi_i \psi_j^* \psi_m \psi_n^* r dr d\phi \right) \left(\frac{1}{L} \int_0^L e^{i(\beta_i^p - \beta_j^p - \beta_m^s + \beta_n^s)z - \alpha z} dz \right) \right] \end{aligned} \quad (2.78)$$

En définissant les paramètres de recouvrement R_{ijmn} , et d'accord de phase K_{ijmn} par :

$$R_{ijmn} = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \psi_i \psi_j^* \psi_m \psi_n^* r dr d\phi \quad (2.79)$$

$$\text{et } K_{ijmn} = \frac{1}{L} \int_0^L e^{i\Delta\beta_{ijmn}z - \alpha z} dz \quad (2.80)$$

$$\text{avec } \Delta\beta_{ijmn} = \beta_i^p - \beta_j^p - \beta_m^s + \beta_n^s \quad (2.81)$$

l'équation (2.78) se réduit à :

$$\boxed{\gamma c_n^s(0) = (2nc\epsilon_0)g_B \sum_m \left(\sum_{i,j} \left[c_i^p(0) c_j^{p*}(0) R_{ijmn} K_{ijmn} \right] \right) c_m^s(0)} \quad (2.82)$$

Ce système linéaire décrit la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode, au seuil de l'effet. Il est possible de montrer que l'ensemble de ces solutions reste valable en tenant compte de la déplétion de l'onde pompe (et donc quel que soit le point de fonctionnement) sous l'hypothèse d'un comportement uniforme des modes (voir l'Annexe B).

2.2.2 Formulation matricielle

Le système d'équations (2.82) peut se mettre sous une forme matricielle, en définissant tout d'abord les vecteurs C^p et C^s : ils regroupent les amplitudes complexes des N modes

pompe et Stokes.

$$C^p = \begin{pmatrix} c_1^p(0) \\ c_2^p(0) \\ \vdots \\ c_N^p(0) \end{pmatrix}, \quad C^s = \begin{pmatrix} c_1^s(0) \\ c_2^s(0) \\ \vdots \\ c_N^s(0) \end{pmatrix} \quad (2.83)$$

On définit alors la matrice M de taille $N \times N$:

$$M = \begin{pmatrix} M_{1,1} & \cdots & M_{1,m} & \cdots & M_{1,N} \\ \vdots & \ddots & & & \\ M_{n,1} & \cdots & M_{n,m} & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \\ M_{N,1} & \cdots & & & M_{N,N} \end{pmatrix} \quad (2.84)$$

dont les éléments sont donnés par :

$$M_{n,m} = \sum_{i,j} [c_i^p(0)c_j^{p*}(0) R_{ijmn} K_{ijmn}] \quad (2.85)$$

Le système linéaire (2.82) peut alors se mettre sous la forme :

$$MC^s = \frac{\gamma}{(2nc\epsilon_0)g_B} C^s \quad (2.86)$$

Cela correspond à l'équation aux valeurs propres de la matrice M . Celle-ci est déterminée par les caractéristiques de propagation de la fibre (à travers les facteurs K_{ijmn} et R_{ijmn}), ainsi que par le profil incident de l'onde pompe à travers C^p .

Valeurs et vecteurs propres : changement de base

On peut facilement montrer à partir de la relation (2.85) la définissant, ainsi que des relations (2.79) et (2.80), que la matrice M est hermitienne (auto-adjointe), à savoir :

$$M = {}^t M^* \quad (2.87)$$

$$\text{soit } M_{n,m} = M_{m,n}^* \quad (2.88)$$

Elle admet donc N valeurs propres réelles, et les vecteurs propres sont orthogonaux deux à deux. En notant $\{V^{(i)}, \Lambda^{(i)}\}$ les couples propres, et $\gamma^{(i)}$ les gains associées, on a $\forall i \in \{1, \dots, N\}$:

$$MV^{(i)} = \Lambda^{(i)} V^{(i)} \quad (2.89)$$

$$\gamma^{(i)} = (2nc\epsilon_0)g_B \Lambda^{(i)} \quad (2.90)$$

$$V^{(i)} \cdot V^{(j)} = \delta_{i,j} \quad (2.91)$$

La résolution de l'équation (2.86) ramène alors le problème dans l'espaces des $V^{(i)}$ que nous appelons *modes Brillouin*. D'après l'équation (2.75), chacune de ces configurations propres a une évolution longitudinale donnée par :

$$P_s^{(i)}(z) = P_s^{(i)}(0)e^{\alpha z - \gamma^{(i)} z} \quad (2.92)$$

Dans le cas d'un générateur Brillouin, la diffusion débute sur du bruit thermique : deux configurations données n'ont aucune raison d'avoir une relation de phase fixe dans le temps. L'intensité du faisceau Brillouin peut donc être considérée comme la somme incohérente des modes Brillouin, chacune des configurations Stokes voyant un gain effectif $e^{\gamma^{(i)}L}$ sur la longueur de la fibre. D'après l'estimation de Smith (2.60), le seuil Brillouin est atteint lorsque $\gamma^{(i)}L = 21$. Ainsi la configuration pour laquelle $\gamma^{(i)}$ est le plus grand aura le seuil le plus bas, et sera privilégiée. Si l'on classe les modes Brillouin par ordre de gain décroissant (de telle sorte que $\gamma^{(1)} > \gamma^{(2)} > \dots > \gamma^{(N)}$), la configuration principale $V^{(1)}$ atteint le seuil avant les autres. Le rapport de puissance entre un mode Brillouin quelconque et le mode principal peut s'exprimer par :

$$\frac{P_s^{(i)}(0)}{P_s^{(1)}(0)} = e^{\gamma^{(i)}L - \gamma^{(1)}L} = e^{\gamma^{(1)}L(\frac{\gamma^{(i)}}{\gamma^{(1)}} - 1)} = e^{21\frac{\gamma^{(i)} - \gamma^{(1)}}{\gamma^{(1)}}} \quad (2.93)$$

Ces puissances sont dans un rapport 1/100 pour une différence relative de gain de 22% environ. Et plus cette différence est importante, plus la puissance du mode Brillouin $V^{(i)}$ est négligeable. Le vecteur propre principal est donc de première importance quant à l'effet de la DBS sur un faisceau multimode.

Régimes de longueurs

L'étude de l'accord de phase K_{ijmn} permet, nous allons le voir, un classement particulièrement intéressant des termes de la matrice M , à l'origine des divers comportements observables expérimentalement. Les facteurs K_{ijmn} , définis en (2.80) peuvent se récrire :

$$K_{ijmn} = \frac{e^{i\Delta\beta_{ijmn}L - \alpha L} - 1}{i\Delta\beta_{ijmn}L - \alpha L} \quad (2.94)$$

$$\text{avec } \Delta\beta_{ijmn} = \beta_i^p - \beta_j^p - \beta_m^s + \beta_n^s \quad (2.95)$$

Dans la grande majorité des cas, $\Delta\beta_{ijmn}$ est non nul, et K_{ijmn} tend à s'annuler rapidement lorsque L augmente : ces termes ne vérifiant pas d'accord de phase, l'intégration sur quelques centimètres de propagation suffit à les moyennner à 0. D'autres, en revanche, présentent un désaccord de phase très faible, ou nul, et restent présents pour des longueurs de fibre importantes. Nous classons alors les termes de la Matrice M suivant l'accord de phase $\Delta\beta_{ijmn}$, tri représenté sur la figure 2.7.

- **Termes cohérents** : $\Delta\beta_{ijmn} = 0$. En raison du décalage entre les longueurs d'onde pompe et Stokes ($\lambda_p \neq \lambda_s$), les constantes de propagation β_i^p et β_i^s ne sont jamais rigoureusement identiques. Ainsi d'après (2.95), la condition $\Delta\beta_{ijmn} = 0$ entraîne :

$$\begin{cases} \beta_i^p = \beta_j^p \\ \beta_m^s = \beta_n^s \end{cases} \quad (2.96)$$

Ces termes sont présents quelle que soit la longueur de l'interaction, et ils correspondent à la diffraction du mode pompe i vers le mode Stokes n , par le réseau qu'ils créent eux-mêmes (figure 2.7(a)).

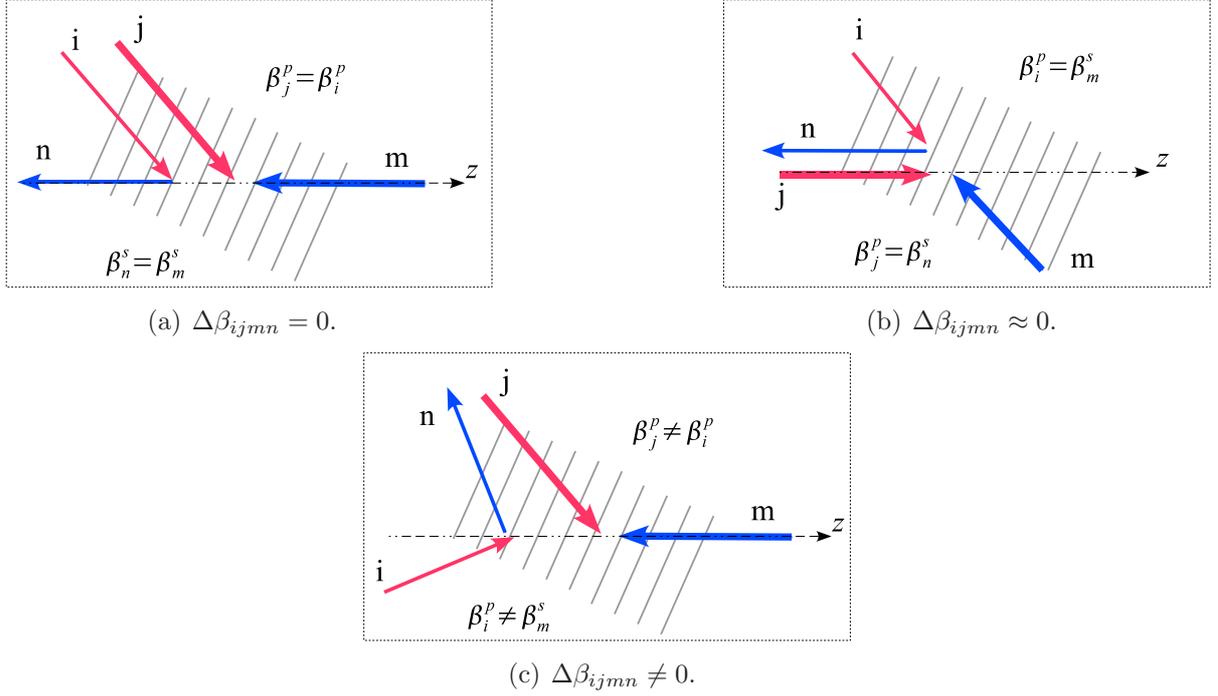


Figure 2.7 – Représentations des cas particuliers d'accords de phase définissant les régimes de longueur.

- **Termes presque cohérents** : $\Delta\beta_{ijmn} \approx 0$. Une seconde famille d'accord de phase contient les termes pour lesquels $\Delta\beta_{ijmn}$ est très faible, et serait nul si les longueurs d'onde pompe et Stokes étaient identiques. Cela correspond à la condition :

$$\begin{cases} \beta_i^p \approx \beta_m^s \\ \beta_j^p \approx \beta_n^s \end{cases} \quad (2.97)$$

Les réseaux en jeu ici sont les réseaux croisés des termes précédents : le mode pompe i est diffracté vers le mode Stokes n par le réseau créé par les modes pompe $j = n$ et Stokes $m = i$ (figure 2.7(b)). Ces termes ne sont présents que si la longueur de fibre est inférieure à une limite pour laquelle les termes K_{ijmn} vérifiant (2.97) s'annulent. Cette longueur est liée à la *dispersion chromatique* : les constantes de propagation d'un même mode sont légèrement différentes selon les longueurs d'onde, pompe ou Stokes. Selon le profil d'indice de la fibre (saut ou gradient), la dispersion chromatique étant différente, la longueur limite peut aller de quelques mètres (pour une FSI) à plusieurs dizaines de mètres (pour une FGI).

- **Termes incohérents** : $\Delta\beta_{ijmn} \neq 0$. L'ensemble des autres termes, avec $i \neq j$ et $i \neq m$ (figure 2.7(c)), ne vérifie donc aucun accord de phase et se moyennent très rapidement à 0, de sorte qu'ils n'ont pas d'influence pour une fibre dont la longueur dépasse typiquement quelques centimètres.

Les deux premières familles de termes permettent de dégager deux régimes de longueur : lorsque la fibre est plus longue que la longueur de dispersion chromatique, seuls les termes cohérents restent, alors que pour une fibre plus courte, les termes « presque »

cohérents s'ajoutent. Nous allons voir que ces deux cas correspondent aux régimes de beam cleanup d'une part et de conjugaison de phase d'autre part.

2.2.3 Fibre longue : cas de beam cleanup

Dans le cas où la fibre est longue (typiquement plusieurs mètres pour une FSI, et plusieurs dizaines de mètres pour une FGI), seuls restent les termes de la matrice M qui vérifient la condition (2.96). On a alors $\Delta\beta_{ijmn} = 0$, et $K_{ijmn} = L_{eff}/L$.

Sans dégénérescence

Dans l'hypothèse où les constantes de propagation β_i de la fibre ne sont pas dégénérées, les seuls termes donnant $\Delta\beta_{ijmn} = 0$ correspondent à $i = j$ et $m = n$. La matrice M se simplifie alors en une matrice diagonale, dont les éléments sont :

$$M_{n,n} = \frac{L_{eff}}{L} \sum_i [|c_i^p(0)|^2 R_{iinn}] \quad (2.98)$$

Les vecteurs propres de M sont donc exactement les modes LP guidés par la fibre, et les valeurs propres sont les éléments diagonaux donnés par (2.98). Ces derniers dépendent fortement des facteurs R_{iinn} , représentant le recouvrement des profils d'intensité des modes i et n .

Deux cas de figure permettent à la valeur propre principale de se distinguer des autres : soit un mode de pompe est excité préférentiellement (un des $|c_i^p(0)|^2$ est plus important que tous les autres), soit l'un des modes a un recouvrement moyen plus important que les autres (dans le cas où les modes de pompe sont excités de façon uniforme). Le profil d'indice du cœur de la fibre (à saut ou à gradient) joue donc ici un rôle essentiel, étant à l'origine des profils d'intensité des modes.

Si la valeur propre principale est supérieure aux autres, alors ce cas est très favorable au nettoyage de faisceau : le mode correspondant sera en effet bien plus amplifié que les autres et aura une puissance bien supérieure (cf relation (2.93)). Avec une onde pompe multimode, l'onde Stokes est réfléchiée en un des modes LP, et le faisceau est « nettoyé ».

Avec dégénérescences

Une fibre qui ne présente pas de dégénérescence est cependant idéale. En effet, tous les modes LP_{lm} avec $l \geq 1$ sont dédoublés (modes en $\cos(l\phi)$ ou $\sin(l\phi)$, cf Annexe A.3). Par ailleurs, dans le cas d'une fibre à gradient d'indice, en raison de l'espacement régulier entre les constantes de propagation (cf équation (A.47)), à une même constante β peuvent correspondre plusieurs modes.

La matrice M est alors presque diagonale. Mais les éléments non diagonaux sont relativement faibles : ils dépendent en effet des recouvrements R_{ijnn} mettant en jeu des modes i et j orthogonaux ($i \neq j$ pour les termes dégénérés). On peut donc supposer que les modes propres de M sont les modes LP, et calculer leur gain respectif dans le cas général. Cela s'obtient en posant,

- $c_m^s(0) = 0$ si $m \neq n$: seul le mode Stokes n est réfléchi ;
- $c_i^p(0) = \sqrt{\frac{P_p(0)}{N(2nc\epsilon_0)}} e^{i\varphi_i}$: excitation uniforme des modes de pompe (φ_i étant un terme de phase aléatoire) ;

alors l'équation (2.82) nous permet d'obtenir le gain du mode Stokes n :

$$g_n = \frac{g_B}{N} \sum_{\{i,j / \beta_i^p = \beta_j^p\}} R_{ijmn} e^{i(\varphi_i - \varphi_j)} \quad (2.99)$$

de sorte que sa puissance vérifie (les pertes linéaires sont négligées) :

$$\frac{dP_n^s}{dz} = -g_n P_p(0) P_n^s(z) \quad (2.100)$$

Cette équation peut être rapprochée de celle en intensité (2.54). En tenant compte de la surface S du cœur de la fibre, le gain g_n peut être comparé à g_B/S . La figure 2.8 montre alors un exemple de calcul numérique de gain pour deux fibres multimodes : une à saut d'indice, et une à gradient d'indice. On constate alors que dans le cas de la FSI les modes ont des gains très proches. En revanche, pour la FGI, les modes d'ordres faibles présentent un gain bien plus important que les modes élevés. Ce comportement est la conséquence directe d'un déséquilibre prononcé des facteurs de recouvrement de la FGI.

Ce cas est donc très favorable au beam cleanup : le mode fondamental est préférentiellement réfléchi, ayant le gain le plus élevé (dans le cas d'une excitation uniforme des modes de pompe).

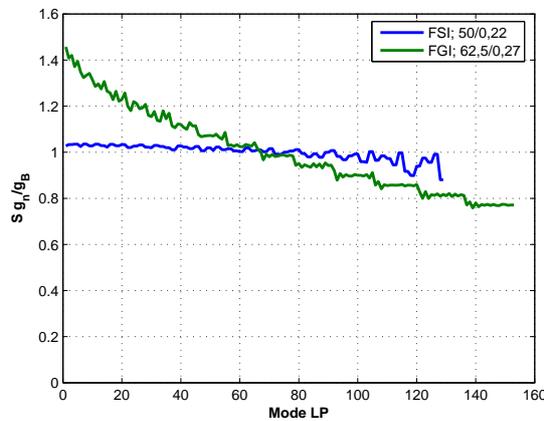


Figure 2.8 – Gains linéiques calculés à partir de la formule (2.99) pour chacun des modes LP de deux fibres multimodes, à $1,55 \mu\text{m}$: FSI de diamètre $50 \mu\text{m}$ et d'ON $0,22$; et FGI de diamètre $62,5 \mu\text{m}$ et d'ON $0,27$.

2.2.4 Fibre courte : cas de conjugaison de phase

Plaçons nous maintenant dans le cas d'une fibre courte (de l'ordre du mètre typiquement). La matrice M contient alors les termes vérifiant $\Delta\beta_{ijmn} = 0$ et $\Delta\beta_{ijmn} \approx 0$ (familles de réseaux (a) et (b) de la figure 2.7) ; on peut donc écrire :

$$M = M_{\Delta\beta=0} + M_{\Delta\beta\approx 0} \quad (2.101)$$

Sans dégénérescence

Regardons tout d'abord le cas de la fibre idéale qui ne présente aucune dégénérescence. La matrice $M_{\Delta\beta=0}$, donnée par (2.98), est diagonale. $M_{\Delta\beta\approx 0}$ contient quant à elle uniquement des termes non diagonaux, et la condition $\Delta\beta_{ijmn} \approx 0$ s'écrit $i = m$ et $j = n$. Ainsi, on a :

$$M_{\Delta\beta\approx 0}(n, m) = c_m^p(0)c_n^{p*}(0)R_{mnmn}K_{mnmn}(1 - \delta_{n,m}) \quad (2.102)$$

En supposant :

- l'égalité des facteurs R et K : $R_{mnmn}K_{mnmn} = \frac{L_{eff}}{L}\bar{R}$;
- et l'excitation uniforme des modes de pompe : $|c_n^p(0)|^2 = \frac{P_p(0)}{N(2nc\epsilon_0)}$;

la matrice M se met sous la forme suivante :

$$M_{n,m} = \frac{L_{eff}}{L}\bar{R} \left[c_m^p(0)c_n^{p*}(0) + \frac{P_p(0)}{(2nc\epsilon_0)} \left(1 - \frac{1}{N}\right) \delta_{n,m} \right] \quad (2.103)$$

Le deuxième terme correspond à une matrice identité et n'impose donc aucun vecteur propre. Le premier terme correspond quant à lui à la matrice de projection sur le conjugué en phase de l'onde pompe : $(C^{p*} {}^t C^p) = \{c_m^p(0)c_n^{p*}(0)\}$.

On peut donc distinguer deux familles de couples propres :

- le vecteur propre principal $V^{(1)}$, conjugué en phase de l'onde pompe, et son gain linéique $\gamma^{(1)}$, donnés par :

$$\begin{cases} V^{(1)} = C^{p*} / \|C^{p*}\| \\ \gamma^{(1)} = \left(2 - \frac{1}{N}\right) g_B P_p(0) \frac{L_{eff}}{L} \bar{R} \end{cases} \quad (2.104)$$

- les vecteurs propres secondaires $V^{(i)}$, orthogonaux au conjugué en phase C^{p*} et qui ont un gain linéique commun, donné par :

$$\gamma^{(i)} = \left(1 - \frac{1}{N}\right) g_B P_p(0) \frac{L_{eff}}{L} \bar{R} \quad (2.105)$$

Pour une fibre qui propage un grand nombre de modes, $N \gg 1$ et le gain vu par l'onde conjuguée en phase est deux fois plus grand que celui des autres modes propres. On retrouve ici l'explication reconnue de la conjugaison de phase par DBS : le doublement du gain Brillouin pour l'onde conjuguée en phase. Ce résultat a été expliqué en 1972 par Zel'dovich [67], en considérant la propagation d'une onde en espace libre, et en remarquant la superposition des figures de speckle de l'onde pompe et de son onde conjuguée.

Il est possible de donner une autre interprétation physique à ce doublement du gain dans le cas de la fibre optique. Les deux familles de réseaux de Bragg en jeu ici (2.7(a) et 2.7(b)) proviennent des figures d'interférences suivantes :

$$\Delta\beta_{iinn} = 0 : c_i^{p*}(0)c_n^s(0)e^{-i(\beta_i^p + \beta_n^s)z} \quad (2.106)$$

$$\Delta\beta_{inin} \approx 0 : c_n^{p*}(0)c_i^s(0)e^{-i(\beta_n^p + \beta_i^s)z} \quad (2.107)$$

Ces deux réseaux ont des pas très proches : $\beta_i^p + \beta_n^s$ et $\beta_n^p + \beta_i^s$. Mais dans le cas général, leur différence de phase en $z = 0$ est quelconque. Les ondes réfléchies s'additionnent de manière incohérente. En revanche, si l'onde Stokes est conjuguée en phase de l'onde pompe, alors les deux réseaux sont superposés en $z = 0$:

$$\text{si } \forall i \quad c_i^s(0) = c_i^{p*}(0) \quad \text{alors} \quad \text{Arg} [c_i^{p*}(0)c_n^s(0)] = \text{Arg} [c_n^{p*}(0)c_i^s(0)] \quad (2.108)$$

Par conséquent, les ondes réfléchies par les deux réseaux sont en phase et s'additionnent de manière cohérente. L'intensité réfléchie est alors deux fois plus importante que lorsque les ondes sont quelconques : il y a doublement du gain grâce à la superposition des réseaux.

Néanmoins, en raison de leur légère différence de pas, les réseaux deviennent en opposition de phase après une longueur limite L_{conj} telle que

$$\max(\Delta\beta_{inin}) L_{conj} = \pi \quad (2.109)$$

Au-delà de cette longueur, les réseaux ne sont plus superposés et l'onde conjuguée en phase n'est plus favorisée par le doublement du gain.

Cas général

Fort de l'analyse précédente, des conditions nécessaires à la conjugaison de phase ont été isolées :

- fibre « courte », soit $\Delta\beta L \ll \pi$,
- homogénéité des facteurs de recouvrement R_{ijmn} .

Dans le cas général, où l'on considère une fibre réelle, il est possible de diagonaliser numériquement la matrice M , en prenant compte de l'ensemble des paramètres R_{ijmn} , K_{ijmn} ainsi que des dégénérescences. Leur influence sur la qualité de la conjugaison de phase se mesure par la *fidélité* f . Celle-ci peut se définir dans le cas de la fibre optique par le produit scalaire de la configuration Brillouin principale $V^{(1)}$ avec le conjugué en phase de l'onde pompe C^{p*} :

$$f = |C^{p*} \cdot V^{(1)}|^2 \leq 1 \quad (2.110)$$

Une conjugaison de phase parfaite donne $f = 1$, et une onde totalement non-conjuguée donne $f = 0$. La figure 2.9 présente un calcul numérique de fidélité pour deux fibres multimodes (à saut d'indice et à gradient d'indice).

Ces courbes illustrent l'effet des facteurs R et K . Dans le régime de fibre « courte », la fidélité est bonne dans le cas de la FSI, et l'est moins pour la FGI : c'est la conséquence de l'inhomogénéité des facteurs de recouvrement dans la FGI, comme nous l'avons déjà noté au paragraphe 2.2.3.

En augmentant la longueur de fibre, les facteurs d'accord de phase K_{ijmn} de l'équation (2.102) s'annulent progressivement : lorsque $\Delta\beta_{mnmn}L \approx \pi$, on passe d'un régime de fibre « courte » à un régime de fibre « longue ». La conjugaison de phase n'est alors plus favorisée, et la fidélité chute. On peut constater sur la figure 2.9 que la limite de conjugaison de phase est plus haute pour la FGI (une centaine de mètres), en raison d'une dispersion chromatique moindre.

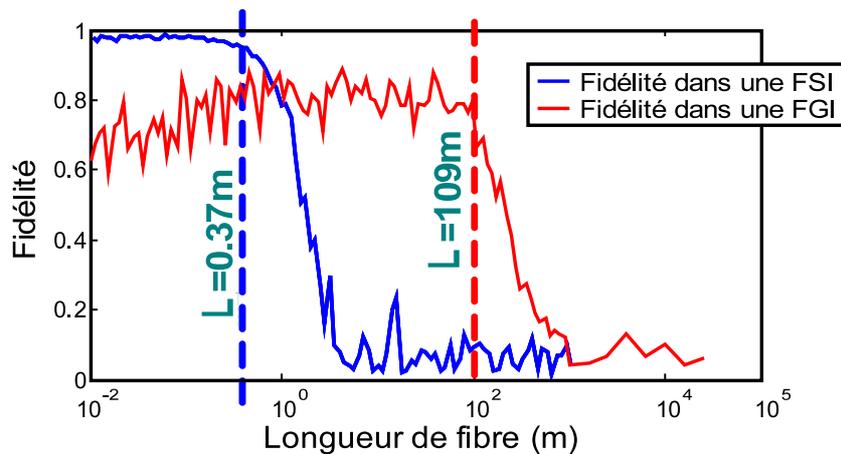


Figure 2.9 – Fidélité de la conjugaison de phase en fonction de la longueur de deux fibres : fibre à saut d'indice (resp. à gradient), de diamètre $22\ \mu\text{m}$ (resp. $32\ \mu\text{m}$), et d'ON 0,2 (resp. 0,2), à la longueur d'onde de $1\ \mu\text{m}$ (tirée de [6]).

2.2.5 Résumé

Finalement, nous résumons dans le tableau 2.2 les différents comportements *spatiaux* de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode. Ils dépendent du profil d'indice ainsi que du régime de longueur de la fibre.

	Fibre courte	Fibre longue
FSI	Bonne conjugaison de phase : gain Brillouin doublé pour le conjugué en phase.	—
FGI	Mauvaise conjugaison de phase : inhomogénéité des facteurs de recouvrement.	Nettoyage de faisceau : favorisé par le gain, en raison du recouvrement moyen plus important du mode fondamental.

Table 2.2 – Synthèse des comportements de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode.

Ces résultats sont issus d'un modèle au seuil de l'effet, et en régime continu. Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier les effets temporels et spectraux de la DBS dans le cas d'un régime impulsionnel.

2.3 Dynamique de l'effet Brillouin

2.3.1 Motivations et hypothèses

Nous souhaitons à présent dimensionner un étage de remise en forme de faisceau basé sur la diffusion Brillouin stimulée, dans le cas d'impulsions laser « longues », de l'ordre de la microseconde. Il est alors important de prendre en compte les aspects dynamiques et spectraux de l'interaction. En effet, une application de type lidar, qui utilise une détection cohérente, nécessite l'obtention d'impulsions laser avec un profil spectral le plus fin possible. Certaines contraintes doivent donc être analysées pour un régime impulsif :

- dynamique temporelle : transfert d'énergie entre les ondes pompe et Stokes ;
- impératif de recouvrement temporel des impulsions : elles doivent interférer entre elles, ce qui entraîne une limite pour la longueur de fibre ($\frac{c\tau_p}{n}$) ;
- prise en compte de l'initiation par la diffusion spontanée : effets temporels et spectraux sur les impulsions rétrodiffusées.

Le point de départ de cette étude est le modèle cohérent à trois ondes présenté dans la partie 2.1.2. Comme dans le cas d'une fibre monomode, nous allons traiter les ondes optiques et l'onde acoustique comme des ondes planes.

L'intérêt de cette approximation est tout d'abord de permettre une prise en compte simple de l'initiation thermodynamique de l'effet Brillouin. Par ailleurs, les simulations que nous allons effectuer sont basées sur une discrétisation spatiale, de type éléments finis. Pour les longueurs de fibre considérées dans cette étude (jusqu'à quelques dizaines de mètres), le pas de calcul sera typiquement de l'ordre du millimètre, afin d'avoir un échantillonnage suffisamment fin tout en ayant un nombre de points raisonnable pour une résolution numérique.

Définir le champ dans cette maille de 1 mm en utilisant la décomposition modale n'a alors que peu de sens. En effet, les grains de speckle du champ qui se propagent dans une fibre multimode ont une longueur de quelques dizaines de microns seulement. Sur 1 mm de long, le speckle se moyenne et la structure spatiale transverse du champ est perdue. La figure 2.10 illustre cela : en moyennant le champ sur 1 mm de propagation, sa surface effective s'approche de celle du cœur de la fibre. L'approximation des ondes planes se justifie alors.

2.3.2 Description du modèle

Diffusion spontanée

Le système d'équations (2.38) et (2.42) décrit dans la partie 2.1.2 a été obtenu à partir du phénomène d'électrostriction, en considérant une onde Stokes présente *a priori* dans la fibre. Cependant, dans le cas de la diffusion spontanée, cette onde est générée à partir d'une force d'agitation thermique : le mouvement des molécules constitutives du milieu induit une onde acoustique qui diffracte alors l'onde laser incidente, donnant naissance à l'onde Stokes.

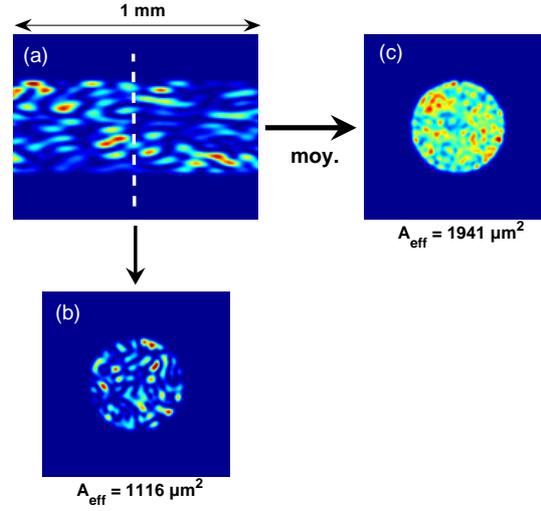


Figure 2.10 – Surface effective, définie par $A_{eff} = \frac{(\iint I(x,y) dx dy)^2}{\iint I^2(x,y) dx dy}$, et calculée pour une FSI de diamètre de cœur de $50 \mu\text{m}$ (soit une surface de $1963 \mu\text{m}^2$), à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$. (a) Coupe longitudinale : propagation du speckle sur 1 mm . (b) Coupe transversale à une position donnée : la surface effective du speckle est inférieure à la surface du cœur. (c) Speckle moyenné sur 1 mm de longueur : la surface effective équivalente est très proche de la surface du cœur.

Ces mouvements acoustiques sont amortis à un taux Γ_B et peuvent être assimilés à un mouvement fluctuant de type *Brownien*. L'équation d'onde acoustique s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2} \rho = f(z, t) \quad (2.111)$$

Le terme source $f(z, t)$ représente une force de Langevin, à moyenne nulle, et dont la fonction d'auto-corrélation est donnée par :

$$\langle f(z, t) \rangle = 0 \quad (2.112)$$

$$\langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle = K \delta(z - z') \delta(t - t') \quad (2.113)$$

En égalisant la densité d'énergie potentielle acoustique et l'énergie d'agitation thermique dans un volume élémentaire, et à l'équilibre thermodynamique, le terme K peut être évalué par [89] :

$$K = \frac{2k_b T \rho_0 \Gamma_B}{v^2 A_{eff}} \quad (2.114)$$

avec k_b la constante de Boltzmann, T la température, et v la vitesse de l'onde acoustique.

Modèle cohérent à source fluctuante

La prise en compte de la force de Langevin conduit au modèle cohérent dit à *source fluctuante non-localisée*, initialement introduit par Boyd et *al.* [89]. Les équations (2.38)

et (2.42) deviennent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{E}_p}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \tilde{E}_p}{\partial t} = i \frac{\omega_p}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho} \tilde{E}_s \\ \frac{\partial \tilde{E}_s}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial \tilde{E}_s}{\partial t} = -i \frac{\omega_s}{2nc\epsilon_0} \frac{\gamma_e}{\rho_0} \tilde{\rho}^* \tilde{E}_p \\ \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \left(\frac{\Gamma_B}{2} - i\Delta\omega \right) \tilde{\rho} = i \frac{\gamma_e q^2}{2\Omega} \tilde{E}_p \tilde{E}_s^* + f(z, t) \end{cases} \quad (2.115)$$

Ces équations prennent en compte à la fois l'initiation thermodynamique de la diffusion spontanée, à travers le terme f , et l'électrostriction due à l'interférence entre les ondes pompe et Stokes. Le terme $\Delta\omega$ décrit alors le désaccord spectral entre l'onde acoustique spontanée, initiée thermiquement, et l'onde acoustique induite par électrostriction, dans le cas éventuel où l'on impose une onde Stokes en extrémité de fibre. Dans le cas d'un générateur Brillouin, démarrant sur le spontané, $\Delta\omega = 0$.

Les notations peuvent être simplifiées à l'aide du changement de variables suivant :

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{2nc\epsilon_0} \tilde{E}_p, & Q &= -i \frac{4nc\epsilon_0 \Omega_B}{\gamma_e q^2} \rho, \\ S &= \sqrt{2nc\epsilon_0} \tilde{E}_s, & F &= -i \frac{4nc\epsilon_0 \Omega_B}{\gamma_e q^2} f. \end{aligned} \quad (2.116)$$

Ces variables réduites sont reliées de manière simple aux intensités laser qui se propagent dans la fibre : $I_p = |E|^2$ et $I_s = |S|^2$. Le système (2.115) devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{g_B}{4\tau_B} SQ \\ \frac{\partial S}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{g_B}{4\tau_B} EQ^* \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \left(\frac{1}{2\tau_B} - i\Delta\omega \right) Q = ES^* + F \end{cases} \quad (2.117)$$

Cette mise en forme est intéressante car elle n'utilise comme paramètres que le gain Brillouin g_B (lié au seuil), et la durée de vie des phonons τ_B (liée à la largeur spectrale).

2.3.3 Résultats de simulations

Méthode de résolution et paramètres

Le système (2.117) peut être résolu numériquement par une méthode de type éléments finis sur une grille à deux dimensions (espace et temps). La discrétisation est choisie de telle sorte que les champs optiques se propagent d'une distance élémentaire dz pendant le temps dt , soit $dz = cdt/n$. Les conditions initiales imposées sont alors les suivantes :

- champ acoustique Q nul en tout point à $t = 0$,
- champ de bruit F décrit par une variable aléatoire gaussienne d'amplitude K (2.114).

Ensuite, pour chaque instant t , le calcul suit la procédure suivante :

- propagation des champs optiques : $E(z + dz, t + dt) = E(z, t)$ et $S(z - dz, t + dt) = S(z, t)$;
- injection de l'impulsion laser incidente en $z = 0$: $E(0, t)$;
- calcul des variations des champs E , S et Q en tout point de la fibre, suivant les relations (2.117), et par une méthode de *Runge-Kutta* à l'ordre 4 (permettant d'augmenter la précision du calcul avec un nombre de points raisonnable).

Les paramètres utilisés dans les simulations sont donnés dans le tableau 2.3.

Symbole	Description	Valeur
λ_p	Longueur d'onde pompe	1550 nm
ν_B	Décalage Brillouin	10 GHz
$\Delta\omega$	Désaccord acoustique	0 MHz
g_B	Gain Brillouin	$5 \cdot 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$
τ_B	Temps de vie des phonons	8,5 ns
n	Indice optique du cœur	1,45
ρ_0	Densité de la silice	$2,202 \text{ g.cm}^{-3}$
v	Vitesse du son	6000 m.s^{-1}
T	Température	300 K
τ_p	Durée de l'impulsion (à mi-hauteur)	$1 \mu\text{s}$
E	Énergie par impulsion	1 mJ

Table 2.3 – Paramètres de simulation utilisés.

Seuil et réflectivité

Nous pouvons alors comparer différentes fibres selon leur diamètre de cœur⁶. Sur la figure 2.11, on peut voir la longueur de fibre nécessaire pour atteindre le seuil de l'effet Brillouin ; celui-ci étant calculé pour une réflectivité de 1%. Ce calcul est effectué pour deux formes temporelles d'impulsions, gaussienne et carrée, mais présentant la même durée à mi-hauteur de $1 \mu\text{s}$ et la même énergie de 1 mJ. Les longueurs obtenues sont comparées à la valeur théorique issue de la relation (2.60) : $L_{seuil} = 21S\tau_p/(g_B E)$. Ces résultats sont en bon accord avec la prévision théorique.

Une légère différence existe entre les deux types d'impulsions : le seuil est un peu plus bas dans le cas d'une impulsion carrée. On peut le comprendre à l'aide de la figure 2.12. Nous avons vu dans l'étude en régime continu que la puissance est réfléchi lorsqu'elle dépasse la puissance de seuil (partie 2.1.3). Cela correspond finalement à une plus grande énergie réfléchi dans le cas d'une impulsion carrée. La définition du seuil par la réflexion de 1% de l'énergie incidente entraîne donc qu'il soit légèrement plus haut pour une impulsion gaussienne.

6. Le profil d'indice de la fibre n'est pas pris en compte dans ce modèle. Nous ne ferons pas de différence entre FSI et FGI pour ce qui concerne le comportement dynamique et la réflectivité.

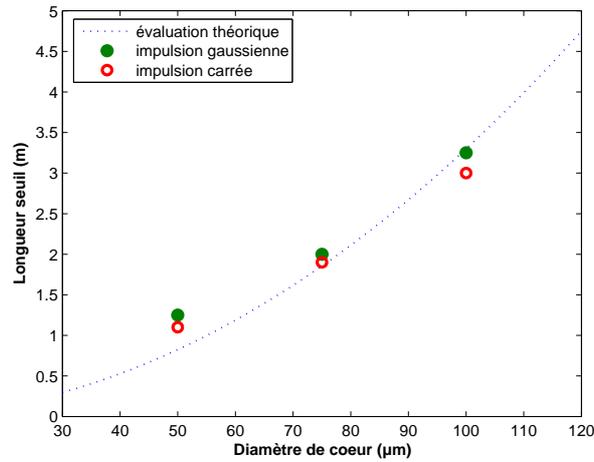


Figure 2.11 – Longueur de fibre correspondant au seuil Brillouin en fonction du diamètre de cœur, pour une énergie incidente de 1 mJ. Deux formes d’impulsions, gaussienne et carrée, sont considérées et comparées à la valeur théorique (2.60).

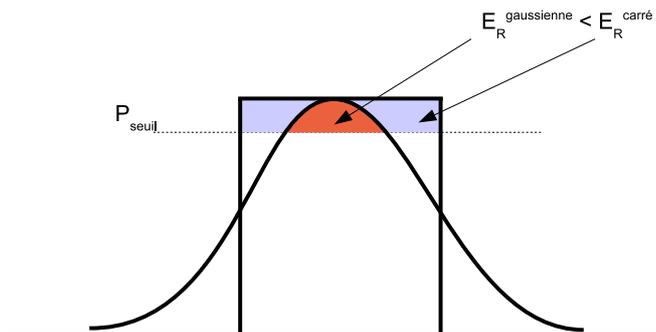


Figure 2.12 – Comparaison de la réflexion en énergie entre une impulsion gaussienne et une impulsion carrée.

Avec une énergie incidente de l’ordre du millijoule, sur 1 μs de durée (kW crête), quelques mètres de fibres sont nécessaires pour atteindre le seuil Brillouin. D’après ce que nous avons vu dans la section 2.2.4, réaliser la conjugaison de phase de l’onde pompe incidente semble hors de portée. D’autant plus que ces quelques mètres ne suffisent qu’à atteindre le seuil. L’utilisation d’une fibre plus longue est donc indispensable pour atteindre une réflectivité importante. Cela conduit donc à se tourner vers une solution de type nettoyage de faisceau.

Pour les simulations dynamiques dans le cas du nettoyage de faisceau avec une fibre plus longue, nous prenons un gain Brillouin divisé par deux, soit $2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$; cela afin de prendre en compte l’effet de dépolarisation dans la fibre. Jusqu’à présent, nous avons considéré que les ondes pompe et Stokes étaient polarisées linéairement, parallèles entre elles, et qu’elles conservaient cette polarisation au cours de leur propagation. Or, si cette approximation peut être valable dans le cas de la conjugaison de phase dans une fibre courte, après quelques mètres de propagation la fibre multimode est rapidement

dépolarisante.

Dans la littérature, divers travaux traitent de la polarisation dans l'effet Brillouin, et en particulier de la dépendance du gain avec l'état de polarisation de l'onde pompe [90–92]. Selon les cas (fibre à maintien de polarisation ou standard, polarisations des ondes pompe et sonde, . . .), divers facteurs de réductions du gain sont déduits : $1/3$, $1/2$ ou $2/3$. La valeur de $2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ que nous avons choisie rend compte de cette diminution du gain pour des faisceaux qui se dépolarisent, et donne des résultats en accord avec nos résultats expérimentaux (voir le chapitre 4).

La figure 2.13 présente l'évolution de la réflectivité Brillouin en fonction de la longueur, pour une fibre de diamètre de cœur de $62,5 \mu\text{m}$. Le seuil apparaît autour de 3 m, et il faut environ 30 m pour atteindre une réflectivité autour de 80%.

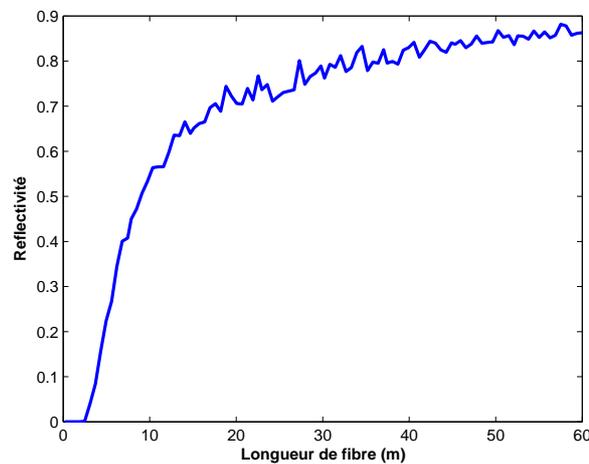


Figure 2.13 – Réflectivité en fonction de la longueur pour une fibre de diamètre de cœur de $62,5 \mu\text{m}$ et une énergie incidente de 1 mJ.

Cette courbe de réflectivité apparaît très bruitée. Cela provient du fait qu'un tirage différent du bruit thermique F est effectué pour chaque point du calcul. Nous allons voir que ce bruit thermique est la cause de fortes modulations d'intensité sur l'impulsion Stokes réfléchie. Par conséquent, l'énergie réfléchie (intégrale temporelle de l'impulsion) fluctue légèrement autour d'une valeur moyenne. Le calcul présenté sur la figure 2.13 est un « instantané » en chaque point, d'où son apparence bruitée.

Forme temporelle des impulsions et considérations spectrales

Nous avons représenté sur la figure 2.14 deux exemples d'impulsions Stokes calculées, pour une énergie incidente de 1 mJ et pour deux formes différentes d'impulsion.

On constate clairement sur ces simulations la présence d'importantes modulations d'intensité dans les impulsions Stokes. L'ajout du terme de bruit thermique dans le modèle à trois ondes permet de rendre compte de l'instabilité temporelle de l'onde Stokes [89], ainsi que du comportement stochastique de la diffusion Brillouin stimulée : comme nous

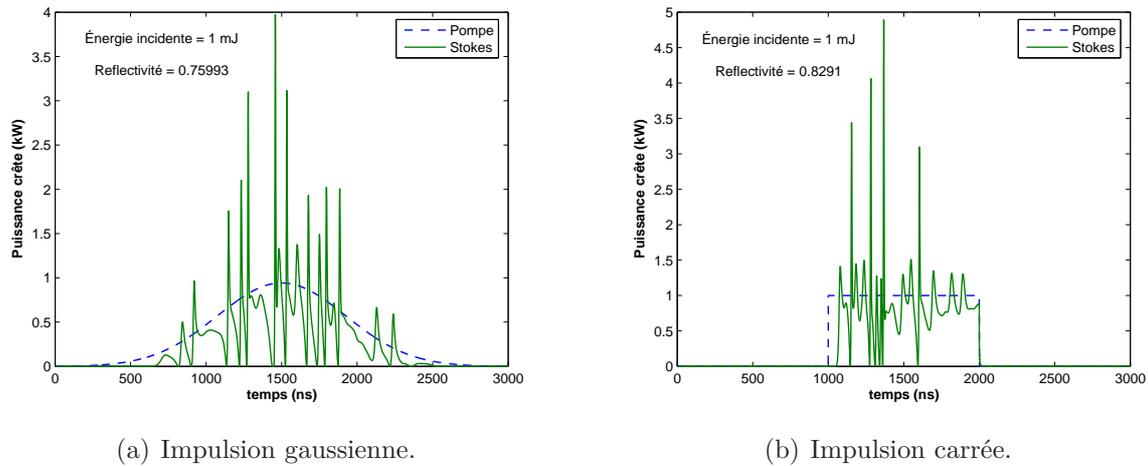


Figure 2.14 – Simulations de formes temporelles d'impulsions Stokes, pour deux types d'impulsion pompe : gaussienne (a) et carrée (b), contenant la même énergie de 1 mJ (pour une fibre de diamètre 62,5 μm et de 30 m de longueur).

le verrons dans le chapitre 4, à chaque « tir », l'impulsion présente un profil temporel différent, ce qui entraîne des fluctuations sur l'énergie réfléchi (figure 2.13).

Nous pouvons faire l'analogie entre ces fortes modulations d'intensité et un speckle temporel. Contrairement à la vision classique de la DBS où l'on considère que quelques photons Stokes sont rétrodiffusés en extrémité de fibre puis amplifiés dans leur propagation, les réseaux acoustiques initiés thermiquement sont répartis tout le long de la fibre (figure 2.15). L'onde pompe est rétrodiffusée par ces différents réseaux, et amplifiée par DBS. En entrée de fibre, l'onde Stokes résultante est alors l'interférence entre ces différentes ondes : à un instant donné, l'interférence est constructive ou destructive, en fonction des phases relatives des ondes rétrodiffusés.

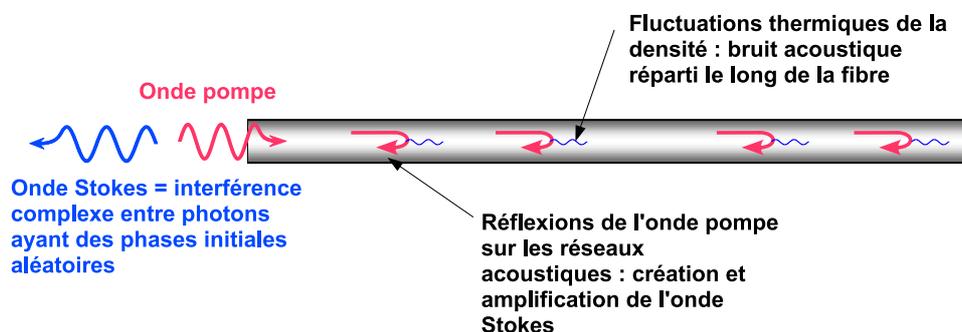


Figure 2.15 – Origine du bruit d'intensité : diffusion de l'onde pompe sur une multitude de réseaux acoustiques répartis le long de la fibre.

L'amplitude du bruit thermique est liée à la largeur Brillouin $\Gamma_B = 1/\tau_B$ (voir la relation (2.114)). L'amplification de la diffusion spontanée conduit donc naturellement à une onde Stokes spectralement plus large que l'onde incidente. La figure 2.16 montre un

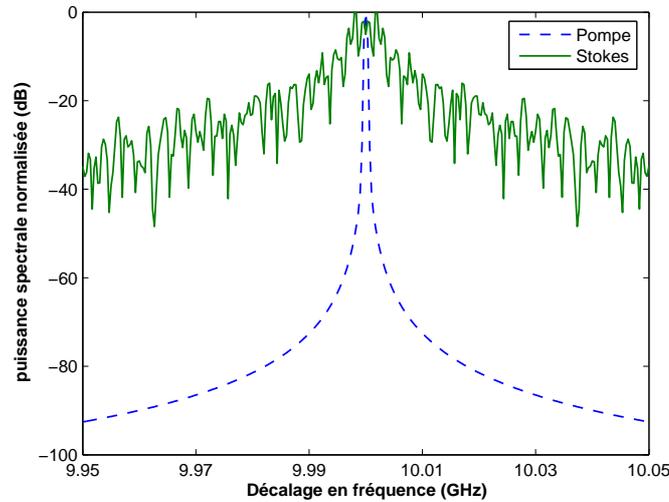


Figure 2.16 – Calcul numérique par FFT des spectres des impulsions pompe et Stokes. L'impulsion incidente est une gaussienne de durée $1 \mu\text{s}$, avec une énergie de 1 mJ .

exemple de spectre, simulé à partir du modèle à trois ondes (2.117) : une fois l'impulsion Stokes obtenue, le spectre est calculé par transformée de Fourier discrète (FFT). En comparant ce spectre à celui calculé à partir de l'onde pompe, on constate que l'impulsion Stokes est loin de la limite de Fourier d'une impulsion gaussienne de largeur $1 \mu\text{s}$.

Dans la littérature, diverses études traitent du spectre de l'onde Stokes. Deux faits principaux sont à noter.

- La largeur spectrale de l'onde Stokes se réduit avec l'augmentation de la puissance de l'onde pompe injectée. Cet effet, connu sous le terme de « rétrécissement par le gain » (*gain narrowing* en anglais), a été démontré analytiquement par Boyd *et al.* dans les années 1990 [89, 93]. Pour de faibles valeurs du facteur de gain Brillouin G , le spectre est lorentzien de largeur Γ_B (diffusion spontanée). Dans la limite des forts gains, $G \gg 1$, le spectre prend une forme gaussienne, et sa largeur totale à mi-hauteur est donnée par la relation [89] :

$$\Delta\nu = \Delta\nu_B \sqrt{\frac{\ln 2}{G}} \quad (2.118)$$

- Comparée à sa valeur en espace libre, la largeur Brillouin spontanée subit un élargissement dans le cas d'un guide d'onde, comme une fibre optique. Diverses causes ont été identifiées, parmi lesquelles les effets de diffraction de l'onde acoustique [94, 95], ainsi que des effets d'inhomogénéité de dopage de la fibre en germanium GeO_2 , influant sur la propagation acoustique [96]. En 2002, Kovalev démontre expérimentalement un lien entre la largeur spectrale et l'ouverture numérique de la fibre [97], effet possiblement relié à l'influence du dopage en germanium.

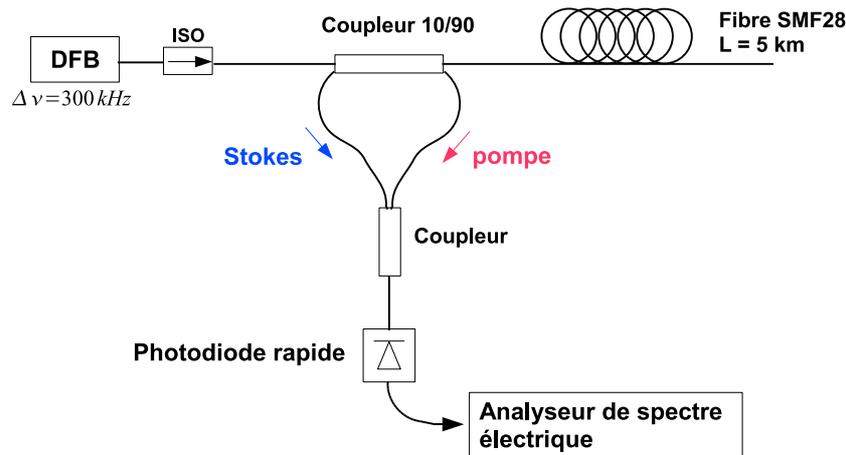


Figure 2.17 – Schéma expérimental de mesure des largeurs Brillouin. DFB : diode laser ; ISO : isolateur.

Nous avons vérifié expérimentalement ce rétrécissement spectral par le gain avec une fibre monomode (SMF28 de chez *Corning*). Le montage utilisé pour la mesure est représenté sur la figure 2.17. Une diode laser DFB émettant à 1555 nm avec une largeur de raie d'environ 300 kHz est couplée à la fibre monomode de 5 km de long. Un coupleur directionnel permet de séparer l'injection de l'onde pompe et le retour Stokes. Celui-ci est alors mélangé au résidu de l'onde pompe (10%) par l'intermédiaire d'un second coupleur. Le battement entre les deux ondes peut alors être observé grâce à une photodiode rapide (bande passante de 20 GHz) et un analyseur de spectre électrique. La largeur Brillouin à mi-hauteur est mesurée par une approximation gaussienne sur l'enregistrement d'un spectre de l'analyseur.

Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 2.18. La mesure des puissances réfléchies et transmises nous permet d'estimer le seuil autour de 15 mW de puissance injectée.

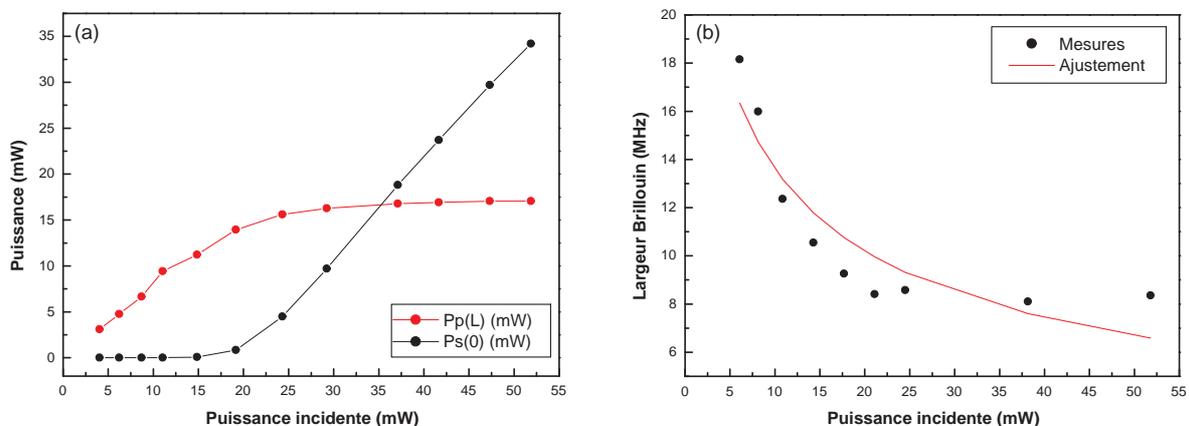


Figure 2.18 – Mesures des puissances transmises et réfléchies (a), et des largeurs spectrales associées (b), en fonction de la puissance de la diode laser injectée.

Le deuxième graphe montre alors la diminution de la largeur Brillouin avec la puissance

de l'onde pompe injectée (ici le courant de la diode). Par approximation de nos mesures avec la relation (2.118), nous obtenons une estimation de la largeur spontanée de $\Delta\nu_B = 60$ MHz environ. Cependant, la relation (2.118) n'est pas très bien adaptée à nos résultats : au delà du seuil, en particulier, la largeur mesurée est à peu près constante, autour de 8 MHz.

Finalement, si la largeur de l'onde Stokes est moins élevée que la largeur spontanée, elle reste tout de même importante par rapport à celle de l'onde incidente. Après l'injection dans une fibre d'une onde de 300 kHz de largeur pour la remettre en forme spatiale, le fait d'obtenir une onde Stokes de plusieurs MHz de largeur est un point faible de la technique pour une utilisation dans le domaine du lidar cohérent⁷. En effet, plus la raie émise est large, moins la résolution de la détection hétérodyne est bonne.

Nous venons de voir que le modèle cohérent à source fluctuante permet de rendre tout à fait compte de la dynamique d'échange d'énergie entre les ondes, ainsi que du comportement spectral. Dans la partie qui suit, nous proposons et étudions numériquement une architecture originale apportant une solution au problème de la largeur spectrale de l'onde Stokes.

2.4 Interaction pompe-sonde : mélange à deux ondes

Le schéma d'interaction Brillouin que nous nous proposons d'étudier à présent est du type *pompe-sonde*. Après en avoir exposé le principe, nous présenterons des simulations numériques effectuées à l'aide du modèle à trois ondes, et nous pourrions constater le potentiel très intéressant de ce schéma pour maintenir une faible largeur de raie dans un étage de remise en forme spatial par DBS.

2.4.1 Principe

Comme nous l'avons vu, l'initiation de la diffusion par des phonons d'origine thermique est la cause commune de la largeur spectrale de l'onde Stokes et du bruit d'intensité observable dans l'impulsion réfléchiée. Pour s'en affranchir, l'idée consiste à imposer la présence d'une onde acoustique bien déterminée, et non fluctuante, dans la fibre. Ainsi, on va forcer la diffusion de l'onde incidente sur un réseau de Bragg dont la phase est fixée.

Ceci est réalisé grâce au montage *pompe-sonde* illustré sur la figure 2.19. Alors que le faisceau pompe intense, de fréquence ν_0 , est couplé à une extrémité de la fibre, un faisceau sonde, décalé de la fréquence Brillouin ν_B est couplé à l'autre extrémité. Par électrostriction, l'interférence entre ces deux faisceaux crée une onde acoustique dont la phase est fixe. Dès lors que son intensité est plus importante que celle du bruit thermique, on peut s'attendre à ce que l'ensemble des photons diffusés (et amplifiés par DBS) se retrouvent en phase en entrée de fibre, créant ainsi une onde Stokes très cohérente.

7. Outre le fait que les surintensités dans les impulsions peuvent causer des problèmes de tenue au flux de la fibre

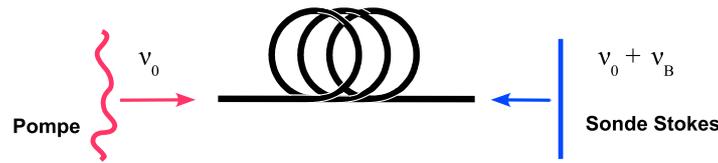


Figure 2.19 – Schéma de principe du montage pompe-sonde.

Par analogie, il est possible de décrire cette configuration de deux manières, apportant chacune une réponse à nos différentes préoccupations.

- Ce schéma est simplement celui d'un amplificateur Brillouin. L'onde pompe crée dans la fibre une bande de gain de largeur $\Delta\nu_B$, décalée de ν_B (voir la figure 2.1(b)). Sans onde sonde, l'onde Stokes générée correspond à de la diffusion spontanée amplifiée, et son spectre est simplement réduit par le gain. Lorsqu'au contraire on amplifie un faisceau sonde, son spectre est *a priori* conservé, et superposé à la diffusion spontanée amplifiée. Cette dernière sera alors d'autant plus faible que l'amplification de l'onde sonde « sature » le gain, c'est-à-dire que l'onde pompe est déplétée par l'onde sonde.
- Du point de vue de la remise en forme de faisceau, cette configuration se rapproche de celle du mélange à deux ondes que nous avons présenté au chapitre 1, figure 1.14. Si l'onde sonde (plane) est couplée dans le mode fondamentale de la fibre optique, son interférence avec l'onde pompe aberrante inscrit un réseau d'indice qui permet le transfert d'énergie de l'onde pompe vers l'onde sonde. Le transfert d'énergie est par ailleurs maximum lorsque le réseau acoustique est déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau d'intensité, ce qui correspond au maximum de la courbe de gain lorsque $\omega_s = \omega_p - \Omega_B$ (relation 2.48).

Pour illustrer ces deux aspects, nous pouvons par exemple citer les travaux suivants :

- en 1983, Chang et Djeu utilisent l'effet Raman pour amplifier une onde Stokes limitée par diffraction avec une onde pompe aberrante [98] : pour différents gains Raman, ils maintiennent un M^2 inférieur à 1,8 pour le faisceau Stokes.
- Spirin et *al.* [99] démontrent expérimentalement en 2006 la réduction du bruit d'intensité relatif (RIN) de l'onde Stokes dans cette configuration d'amplification Brillouin, pour une application de capteur à faible bruit. Dans leur montage, l'onde sonde est générée par un laser DFB locké en fréquence sur le laser de pompe dont la fréquence est décalée par un modulateur de phase électro-optique.
- Dans le cas de laser Brillouin en anneau, il a été montré, notamment par des travaux de l'université de Lille [100, 101], la possibilité de réduire le bruit de phase et le RIN de lasers de pompe continus à des niveaux très bas.

2.4.2 Simulations

Afin de vérifier le comportement de l'amplification Brillouin, nous l'avons simulé numériquement à partir du modèle à trois ondes (2.117).

Paramètres

Les paramètres utilisés pour le calcul sont les mêmes que précédemment : FGI de $62,5 \mu\text{m}$ et 30 m de long, et impulsion gaussienne de $1 \mu\text{s}$. De plus, nous faisons l'hypothèse d'une injection continue de l'onde sonde. Les résultats seraient néanmoins semblables avec une injection impulsionnelle de même durée que l'onde pompe. Cependant, l'utilisation d'une onde sonde continue présente l'avantage expérimental de ne pas avoir à ajuster la synchronisation temporelle entre les impulsions pompe et sonde afin que les deux se superposent dans la fibre Brillouin.

Avec ces hypothèses, deux paramètres peuvent varier dans le modèle : la puissance injectée côté sonde, et son désaccord en fréquence $\Delta\omega$. Nous étudions dans ce qui suit l'impact de ces paramètres sur l'amplification Brillouin.

Forme des impulsions

La figure 2.20 présente l'évolution de la forme temporelle de l'impulsion Stokes avec l'augmentation de la puissance de l'onde sonde, lorsque celle-ci est au maximum de la courbe de gain ($\Delta\omega = 0$). À partir de $1 \mu\text{W}$, le bruit d'intensité commence à diminuer, et disparaît complètement pour une puissance injectée de 1 mW .

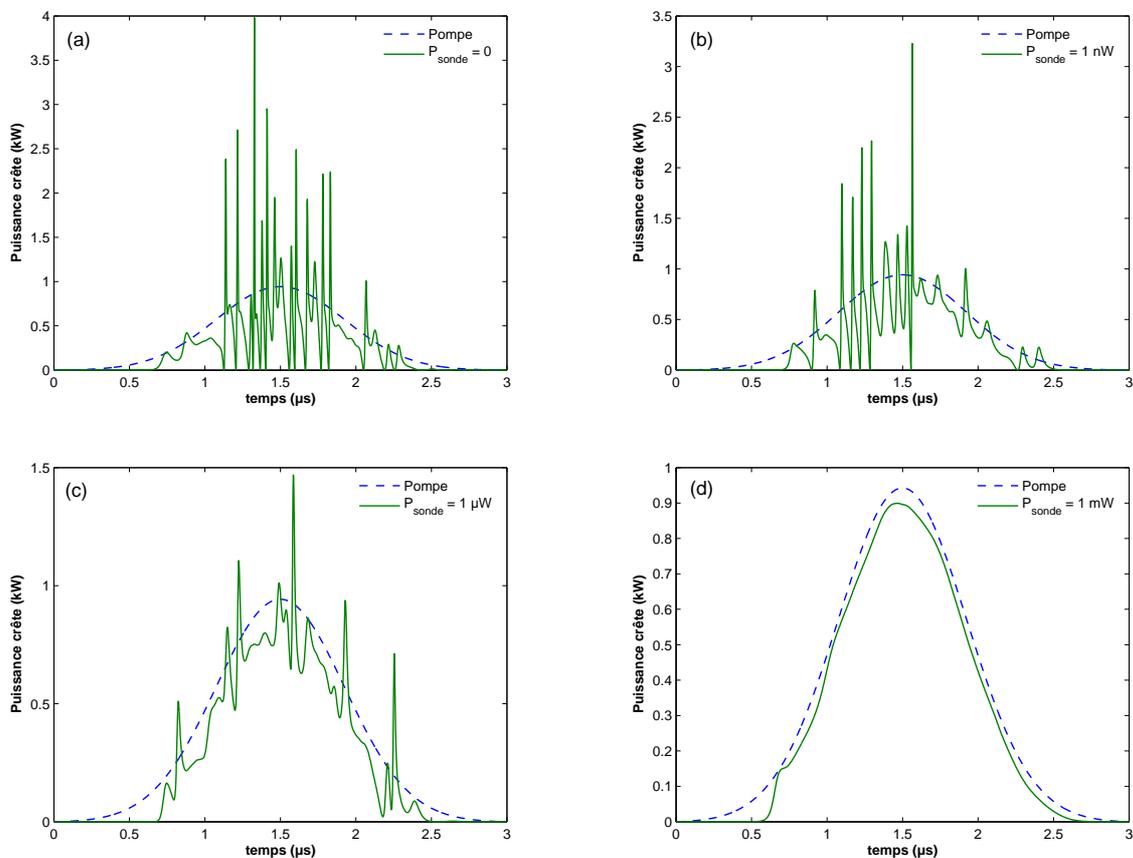


Figure 2.20 – Simulations d'impulsions réfléchies pour différents niveaux d'injection de l'onde sonde : (a) aucune, (b) 1 nW , (c) $1 \mu\text{W}$, et (d) 1 mW .

L'impulsion Stokes réfléchi est alors le reflet de l'impulsion pompe, mise à part le pied initial qui se trouve « coupé ». Cela correspond à la partie de l'impulsion pompe dont la puissance crête n'a pas encore atteint le seuil Brillouin. Cette partie d'énergie non réfléchi peut également être interprétée comme l'énergie nécessaire à la création du réseau acoustique [102].

Largeur spectrale

Les spectres associés à ces impulsions, calculés par FFT, sont donnés sur la figure 2.21. La suppression du bruit d'intensité dans l'impulsion Stokes est donc équivalente à la réduction de la largeur spectrale.

On peut donc noter qu'avec une onde sonde de puissance 1 mW, l'impulsion réfléchi est très proche de la limite de Fourier. Comparée à la puissance crête de l'impulsion (1 kW), cette puissance est remarquablement faible. Le point essentiel réside dans la cohérence entre les ondes pompe et sonde, et que l'intensité de celle dernière dépasse l'intensité du bruit thermique.

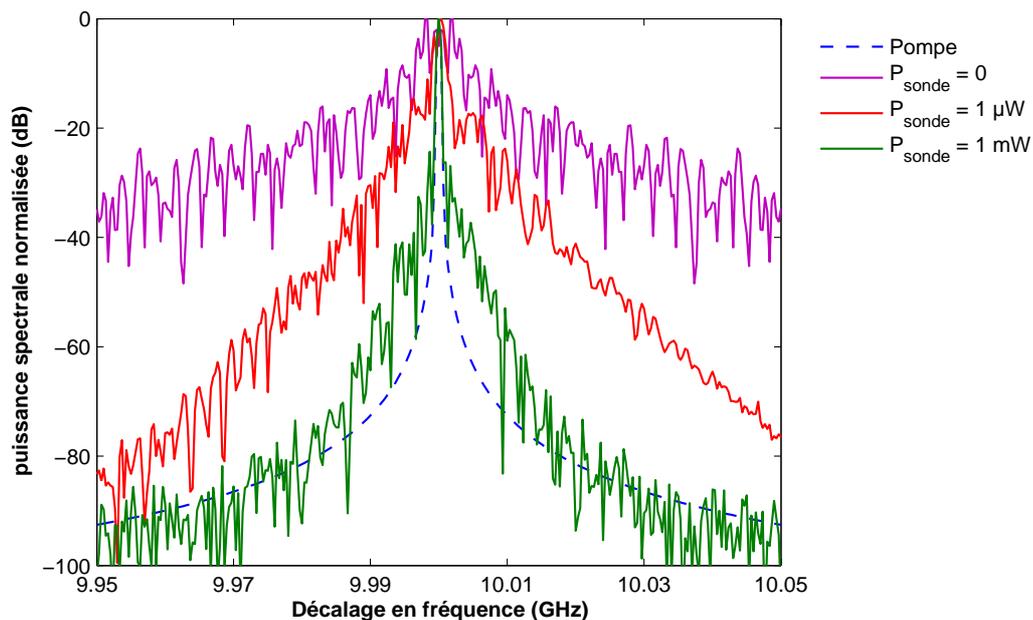


Figure 2.21 – Spectres calculés pour différents niveaux d'injection de l'onde sonde Stokes.

Le modèle nous permet également d'étudier l'effet du désaccord en fréquence de l'onde sonde par rapport à la fréquence Brillouin naturelle. En conservant la puissance de l'onde sonde à 1 mW, la figure 2.22 présente l'effet d'un désaccord de 5 MHz sur le spectre de l'impulsion. Pour $\Delta\omega = 0$, l'amplification de l'onde sonde sature le gain Brillouin : l'onde pompe est déplétée en transférant son énergie à l'onde sonde. Lorsque $\Delta\omega = 5 \text{ MHz}$ en revanche, le transfert d'énergie n'est pas optimum, et l'onde pompe est moins déplétée. Par conséquent, la diffusion spontanée peut être amplifiée en utilisant l'énergie de pompe non

transférée à l'onde sonde. C'est ce que l'on peut observer sur le spectre de l'onde réfléchi : le pic amplifiée (décalé de 5 MHz par rapport à la résonance Brillouin) se superpose au spectre plus large de la diffusion spontanée amplifiée. Parallèlement, l'impulsion Stokes présente à nouveau du bruit d'intensité (encart de la figure 2.22(b)).

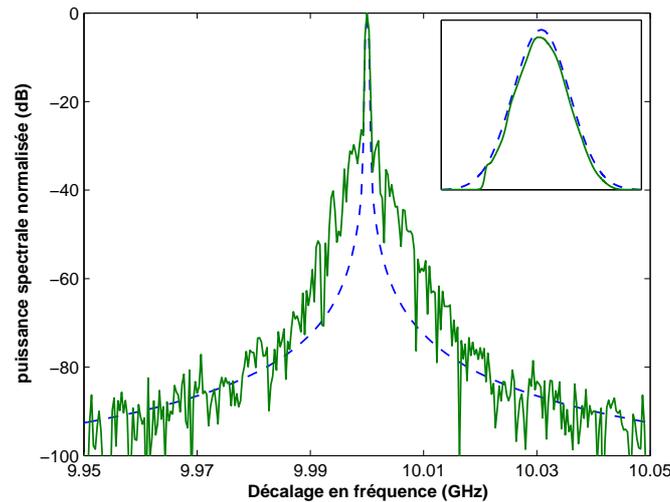
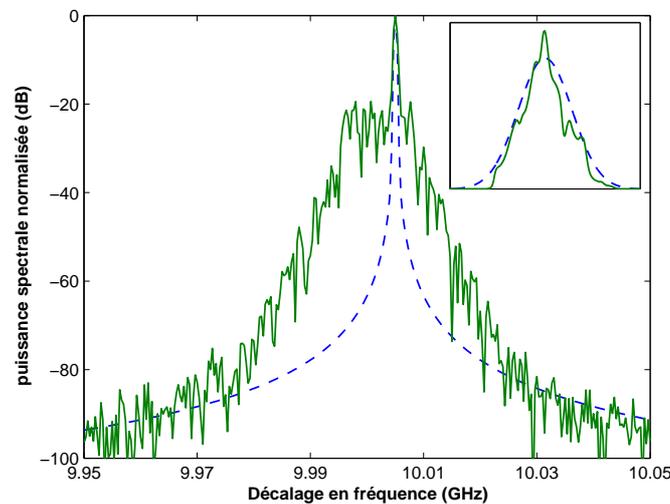
(a) $\Delta\omega = 0$.(b) $\Delta\omega = 5$ MHz.

Figure 2.22 – Influence du désaccord en fréquence $\Delta\omega$ de l'onde sonde Stokes sur le spectre réfléchi. Encarts : impulsions associées.

Dans notre calcul, avec un temps de vie des phonons de 8,5 ns, la largeur totale Brillouin est de 18,7 MHz. Avec un décalage de 5 MHz, on se situe environ à mi-largeur, et l'effet de désaccord est déjà important. Le contrôle fin de la fréquence de l'onde sonde est donc essentiel dans cette configuration.

Réfectivité

Le dernier point que l'on peut souligner est l'effet de l'amplification de l'onde sonde sur la réfectivité. La figure 2.23 compare les réfectivités pour une FGI de 30 m de longueur en fonction de l'énergie de l'onde pompe, dans le cas du générateur Brillouin et dans celui de l'amplification d'une onde sonde de 1 mW.

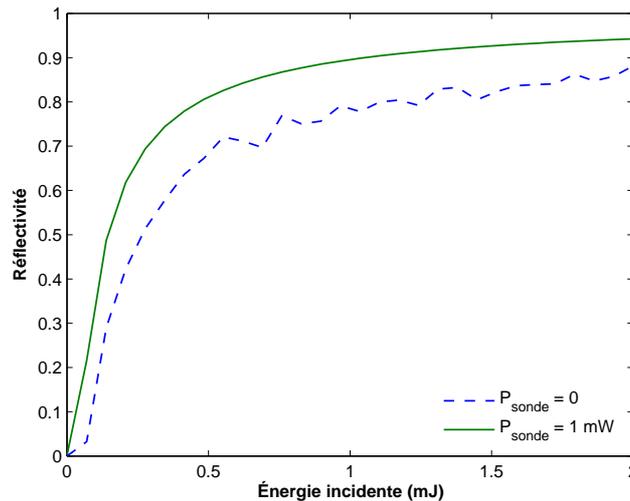


Figure 2.23 – Réfectivité Brillouin en fonction de l'énergie de l'onde pompe couplée, sans injection, et avec une onde sonde de puissance 1 mW.

Grâce à la présence de l'onde sonde, la diffusion Brillouin ne démarre plus sur le bruit thermique, et la courbe de réfectivité ne présente plus les fluctuations que l'on avait noté sur la figure 2.13. D'autre part, si le seuil disparaît (car l'onde Stokes existe même sans pompe), la réfectivité est légèrement augmentée, grâce à un transfert d'énergie plus efficace de l'onde pompe vers l'onde sonde : à chaque endroit de la fibre, la diffusion de l'onde pompe sur le réseau acoustique se fait en phase avec l'onde Stokes, ce qui n'est pas le cas dans le cas du générateur Brillouin.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mené une étude théorique de la diffusion Brillouin stimulée dans le but de dimensionner un étage de remise en forme de faisceau.

Après une description générale de l'effet Brillouin, le comportement spatial dans une fibre multimode a été mis en évidence en s'appuyant sur un modèle au seuil de l'effet. Il en ressort que la conjugaison de phase par effet Brillouin nécessite l'utilisation d'une fibre courte, et donc de puissances crêtes relativement importantes. En revanche, les fibres à gradient d'indice offrent la possibilité de nettoyer le faisceau incident, en réfléchissant efficacement l'énergie du faisceau multimode vers le mode fondamental de la fibre.

Cependant, en raison de l'initiation thermique de la diffusion spontanée, l'onde Stokes présente un bruit d'intensité problématique pour une application telle que la détection

cohérente, qui requiert une source spectralement pure. Afin de palier à ce problème, nous avons proposé une configuration d'amplificateur Brillouin similaire à une architecture de mélange à deux ondes : l'onde pompe intense et aberrante transfère son énergie à une onde sonde monomode via un processus de type mélange à deux ondes. L'étude de cet amplificateur nous permet de dresser un schéma de nettoyage de faisceau efficace comme suit :

- onde pompe : impulsions de durée $1 \mu\text{s}$ et d'énergie 1 mJ ,
- fibre Brillouin : à gradient d'indice, de diamètre de cœur de $62,5 \mu\text{m}$, et de longueur supérieure à 30 m ,
- onde sonde : continue, de puissance de l'ordre de 1 mW , cohérente avec l'onde pompe, et dont la fréquence est contrôlée finement par rapport à la largeur de gain Brillouin.

Les prochains chapitres traitent de la réalisation expérimentale de cette architecture : la source fibrée tout d'abord, puis l'étape de nettoyage de faisceau par mélange à deux ondes.

Chapitre 3

Chaîne laser MOPA à fibre multimode co-dopée Er:Yb

Sommaire

3.1	Description de l'architecture MOPA	75
3.1.1	Fibre co-dopée erbium-ytterbium	75
	Dopage Er ³⁺	75
	Co-dopage Er ³⁺ :Yb ³⁺	76
3.1.2	Architecture générale	78
3.2	Mise au point expérimentale	78
3.2.1	Source monofréquence impulsionnelle	78
3.2.2	Préamplificateurs	80
	Amplificateur monomode de puissance moyenne 100 mW	80
	Amplificateur monomode de puissance moyenne 1 W	84
3.2.3	Étages de puissance	85
	Filtrage du bruit d'ASE par un modulateur acousto-optique	86
	Amplificateur à fibre de diamètre 26 μm	87
	Amplificateur à fibre de diamètre 73 μm	91

La première partie des travaux expérimentaux concerne la réalisation de la chaîne amplificatrice MOPA capable de délivrer des impulsions monofréquence de haute énergie. Nous exposons donc dans ce chapitre le travail effectué en ce sens.

L'objectif est l'obtention d'un faisceau contenant une énergie supérieure à 1 mJ par impulsion, à la longueur d'onde de 1,5 μm . Nous rappelons que la qualité de faisceau en sortie de la chaîne amplificatrice nous importe peu à ce niveau, elle fera l'objet du prochain chapitre. En revanche, il est important de maîtriser les différents étages d'amplification pour obtenir une source attractive en terme d'énergie extraite, mais aussi de rendement et de consommation en vue de l'application.

Nous commençons par évoquer quelques spécificités de la fibre co-dopée erbium et ytterbium, brique de base de l'amplification laser à 1,5 μm . Puis nous présentons l'architecture générale de la chaîne. Le travail expérimental de mise au point des différents composants de celle-ci est ensuite détaillé, avec la description des résultats obtenus.

3.1 Description de l'architecture MOPA

3.1.1 Fibre co-dopée erbium-ytterbium

Commençons par présenter les caractéristiques principales des fibres co-dopées erbium-ytterbium qui permettent l'amplification à 1,5 μm . L'objectif est ici d'évoquer les éléments qui permettent la compréhension des comportements que l'on observe expérimentalement.

Dopage Er^{3+}

Les amplificateurs à fibre dopée erbium, ou EDFA¹, sont aujourd'hui des composants clés des systèmes de télécommunication optique, permettant l'amplification dans la bande de longueurs d'onde allant de 1,53 à 1,56 μm , bande correspondant au minimum de pertes dans la silice. L'essor des télécommunications longues distances est lié, entre autre, au développement des EDFA.

Par ailleurs, cette bande d'émission possède une bonne transmission atmosphérique, et correspond aussi à une zone dite de sécurité oculaire². Elle revêt donc un intérêt particulier pour de nombreuses applications « en extérieur » comme les télécommunications en espace libre, la télémétrie ou le lidar, par exemple.

La spectroscopie de l'ion Er^{3+} s'apparente à un système à trois niveaux (voir la partie de droite de la figure 3.1). Pompé optiquement autour de 980 nm, l'ion erbium passe du niveau fondamental $^4I_{15/2}$ au niveau excité $^4I_{11/2}$, puis relaxe de façon non radiative vers le niveau $^4I_{13/2}$, niveau haut de la transition laser. Le retour à l'état fondamental se fait soit par émission spontanée (avec une probabilité inversement proportionnelle au temps de vie $\tau_{er} \approx 10$ ms), soit par émission stimulée. D'autres transitions existent et peuvent

1. Erbium Doped Fiber Amplifier

2. Les photons de longueur d'onde 1,5 μm sont absorbés par la cornée et le corps vitré de l'œil avant d'atteindre la rétine. À même puissance, un faisceau à 1,55 μm est donc bien moins dangereux pour l'œil.

limiter l'inversion de population de la transition laser. Des niveaux de plus haute énergie peuvent être atteints par l'absorption soit de photons laser, soit de photons de pompe, par les états déjà excités (*Excited States Absorption* ou ESA). Ces niveaux de plus haute énergie se dés excitent en émettant dans le vert, fluorescence des verres dopés erbium qui est très facilement visible à l'œil. Également, un autre transfert peut limiter la population du niveau $^4I_{13/2}$. Il s'agit du phénomène d'*upconversion* (ou luminescence coopérative) : deux ions erbium excités et proches interagissent, l'un passant à l'état $^4I_{9/2}$ et l'autre retombant au niveau fondamental.

Ce système présente cependant certaines limitations pour aller vers la haute puissance. Il possède tout d'abord un défaut quantique important, de sorte qu'une grande partie de l'énergie apportée par la pompe se retrouve convertie en chaleur, et le rendement n'est pas idéal. D'autre part, augmenter le stockage d'énergie en augmentant la concentration en ions erbium n'est pas envisageable car ces ions ont tendance à s'agglutiner en agrégats. Cela a pour effet de limiter l'absorption de la pompe, et de favoriser les transferts inter-ioniques comme le phénomène d'*upconversion*. Enfin, augmenter la longueur de fibre favorise très rapidement l'effet Brillouin, et ce n'est donc pas toujours possible.

Co-dopage Er³⁺:Yb³⁺

Divers co-dopants peuvent être introduits dans le cœur de la fibre pour en modifier les propriétés. C'est le cas par exemple du germanium pour augmenter l'indice, ou de l'aluminium pour modifier la bande de gain. Le co-dopage à l'ytterbium présente quant à lui un double intérêt.

- Le premier est d'empêcher la formation d'agrégats d'erbium. Les deux ions ayant des tailles proches, en dopant le verre avec des concentrations en Er³⁺ et Yb³⁺ dans un rapport 1 pour 10, un ion Er³⁺ est entouré de plusieurs ions Yb³⁺.
- Le second intérêt est un effet sensibilisateur sur l'erbium : l'ion ytterbium absorbe les photons de pompe autour de 980 nm (passant du niveau fondamental $^4F_{7/2}$ au niveau $^4F_{5/2}$), avec une section efficace d'absorption bien plus élevée que celle de l'erbium. L'ion Yb³⁺ joue alors le rôle de donneur en transférant de manière non radiative son énergie à l'ion Er³⁺ accepteur, qui passe alors dans son état excité $^4I_{11/2}$.

La figure 3.1 présente la spectroscopie du co-dopage Er³⁺:Yb³⁺ telle que nous venons de la décrire. Dans cette représentation, les lignes bleus traduisent les transferts prépondérants, pouvant être pris en compte pour simuler l'amplification³.

L'effet sensibilisateur de l'Yb³⁺ permet, pour une même absorption de la pompe, de réduire la longueur de fibre. À faible taux de pompage, le transfert (K_1) est largement prépondérant par rapport aux dés excitations directes de l'ytterbium. Par contre, à fort pompage, ce transfert sature, d'autant plus que $N_{yb} \gg N_{er}$. Cela conduit à un effet

3. La confrontation entre simulations et mesures expérimentales a permis d'affiner un modèle présenté dans le cadre d'une autre thèse effectuée au laboratoire [2].

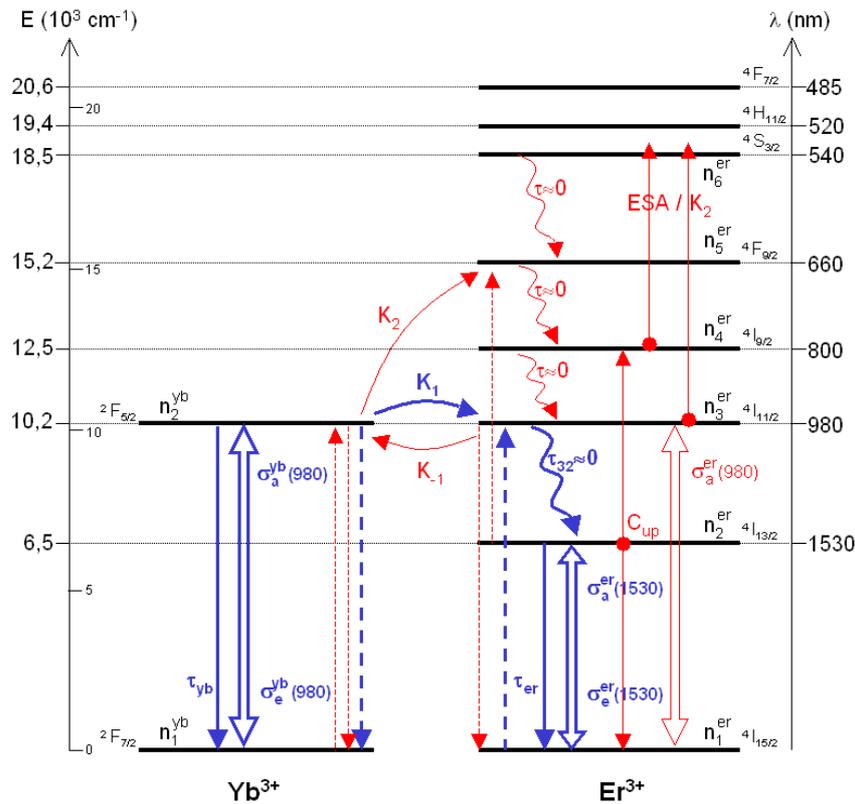


Figure 3.1 – Spectroscopie du verre co-dopé $Er^{3+}:Yb^{3+}$. Transitions principales (traits bleus), et transitions pouvant être négligées (traits rouges).

d'« entonnoir » : les ions Yb^{3+} qui ne peuvent pas transférer leur énergie vers un ion Er^{3+} se désexcitent de façon radiative (émission spontanée ou stimulée). Il est alors possible d'observer une forte émission spontanée amplifiée (ASE), voire un effet laser parasite à $1 \mu\text{m}$.

Pour favoriser le transfert de l'ytterbium vers l'erbium, Il convient aussi de doper la fibre en phosphore. L'effet de ce co-dopage au phosphore est de réduire le temps de vie du niveau $^4I_{11/2}$ de l'erbium, de sorte que $\tau_{32} \approx 1$ à $10 \mu\text{s}$. Cela permet de vider ce niveau, et limite le transfert inverse de l'erbium vers l'ytterbium. Cependant, le phosphore entraîne deux contraintes de mise au point des fibres amplificatrices :

- il présente un indice élevé, et il est par conséquent difficile d'obtenir une ouverture numérique plus faible que 0,1 pour le cœur dopé ;
- lors du chauffage de la préforme, le phosphore a tendance à migrer vers l'extérieur du cœur, en entraînant avec lui l'erbium et l'ytterbium. Cela crée un trou d'indice au centre de la fibre, et potentiellement des modes en anneaux.

Pour la conception d'une fibre monomode de large cœur, cela peut être de fortes contraintes. Les process de dopage de la préforme et de fibrage doivent alors être finement maîtrisés.

3.1.2 Architecture générale

La figure 3.2 représente l'architecture globale de la source laser réalisée. C'est une structure de type MOPA ou MOPFA⁴. Les impulsions laser sont créées par la modulation externe d'une source continue monofréquence, puis elles sont amplifiées à travers une succession de quatre étages d'amplification et de filtrages appropriés.

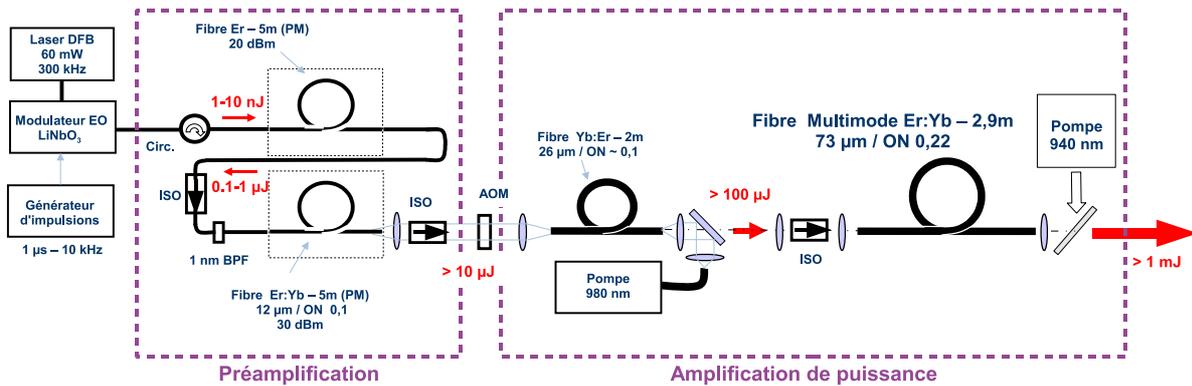


Figure 3.2 – Architecture globale de la chaîne amplificatrice à fibre. Circ. :circulateur, ISO : isolateur, BPF : filtre passe-bande, AOM : modulateur acousto-optique.

Les deux premiers amplificateurs sont des amplificateurs monomodes commerciaux, de chez *Keopsys*. Ils permettent la pré-amplification du signal à un niveau suffisant pour saturer les étages suivants. Viennent ensuite deux amplificateurs de puissance, réalisés au laboratoire, à partir de fibres à larges cœurs pompées par la gaine dans des montages en espace libre.

Dans cette succession de fibres amplificatrices, le diamètre du cœur dopé augmente progressivement afin d'extraire de plus en plus d'énergie tout en restant sous les seuils des non-linéarités. De plus, la sortie de chaque amplificateur est isolée optiquement, et possède un composant pour filtrer le bruit d'émission spontanée amplifiée. Nous détaillons dans la section suivante la mise au point de chacun de ces sous-ensembles.

3.2 Mise au point expérimentale

3.2.1 Source monofréquence impulsionnelle

Le premier composant de la chaîne MOPA est l'oscillateur maître. La principale qualité requise est d'avoir une faible largeur de raie. Une grande longueur de cohérence est en effet exigée pour l'application de détection cohérente, de même qu'elle est nécessaire pour la remise en forme de faisceau par diffusion Brillouin stimulée.

En ce qui concerne la formation des impulsions, nous verrons que la modulation externe d'une source continue permet une grande souplesse de réalisation : contrôle simple de la forme des impulsions et de la fréquence de répétition. Cette souplesse est un atout

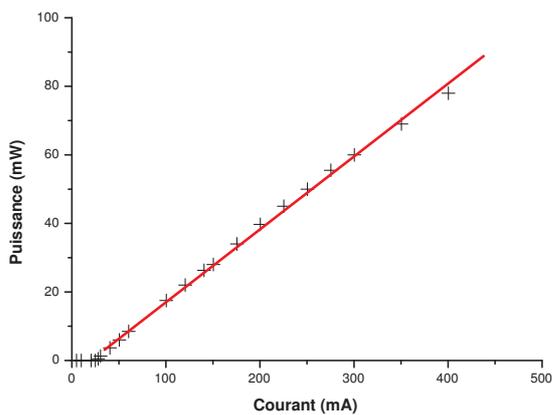
4. MOPFA : Master Oscillator Power Fiber Amplifier

pour adapter le fonctionnement de la source au comportement global de la chaîne d'amplification.

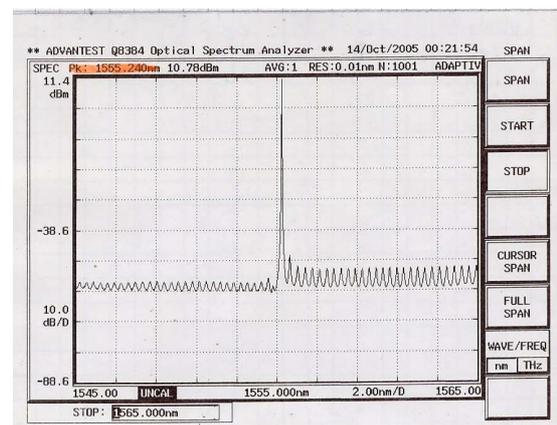
Pour réaliser cette source impulsionnelle monofréquence, notre choix s'est donc porté vers des composants « télécoms ». Outre le fait d'être très répandus et peu chers, ils répondent parfaitement aux deux attentes que l'on vient d'évoquer.

La source continue, tout d'abord, est une diode laser DFB de chez *JDS-Uniphase*, dont la longueur d'onde d'émission est centrée sur un canal WDM. Ce type de composant est capable de fournir un signal de puissance assez importante, polarisé (via une fibre PM, à maintien de polarisation), et avec une fine largeur de raie.

Les caractéristiques de la diode signal utilisée sont reproduites sur la figure 3.3. Elle délivre une puissance supérieure à 60 mW à 1555 nm, et possède une largeur de raie spécifiée à 300 kHz, ce qui correspond à une longueur de cohérence de l'ordre de 1 km.



(a) Puissance en fonction du courant.



(b) Spectre optique.

Figure 3.3 – Caractéristiques de la diode DFB utilisée.

Pour former les impulsions, nous avons utilisé un modulateur d'intensité électro-optique. Il s'agit d'un modulateur fibré, sur fibres PM, de type *Mach-Zender*, en LiNbO_3 , et fabriqué par *EOspace*. Avec une bande passante de 12,5 GHz, et associé à un générateur de fonctions arbitraires, il permet très simplement de former l'impulsion désirée.

Avec ce type de modulateur, il est possible d'obtenir un taux de modulation de 100%. Néanmoins, il convient de régler finement la tension de biais qu'on lui applique, afin de l'ajuster à la tension demi-onde V_π du modulateur et obtenir une extinction du signal en sortie. Ce réglage est essentiel pour que l'extinction de la puissance soit totale, et ne pas injecter les amplificateurs avec un signal continu résiduel. La figure 3.4(a) présente une mesure de la tension V_π à environ 4 V. Il est cependant apparu que cette tension dérivait lentement d'un jour à l'autre, et qu'il était nécessaire, au laboratoire, d'ajuster la tension de biais pour obtenir la meilleure extinction possible avant d'injecter la chaîne amplificatrice. Ce réglage se fait en visualisant le signal en sortie de modulateur à l'aide d'une photodiode (voir la figure 3.4(b)), et en minimisant le pied de l'impulsion.

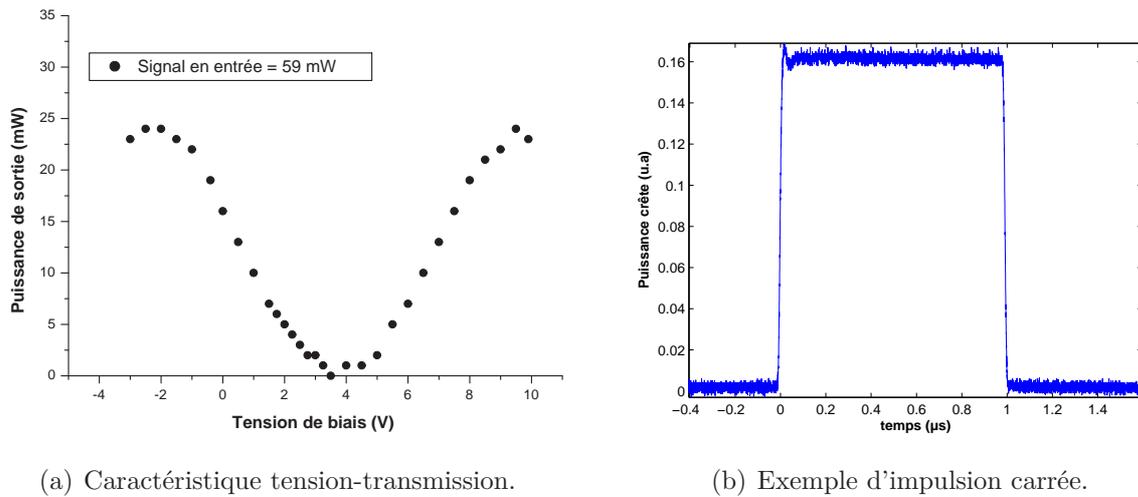


Figure 3.4 – Utilisation du modulateur d'intensité électro-optique.

Avec une puissance signal de 60 mW et des pertes d'insertion du modulateur de 3 dB, l'impulsion générée a une énergie de 30 nJ environ⁵. Dans tout ce qui suit, la durée des impulsions est réglée autour de 1 μ s, pour une fréquence de répétition de 10 kHz.

3.2.2 Préamplificateurs

Les deux premiers étages d'amplification sont basés sur deux amplificateurs commerciaux continus, monomodes et à maintien de polarisation. Ce sont des produits standards de la société *Keopsys*, légèrement modifiés pour notre besoin : les isolations optiques en entrée et en sortie ont été supprimées, pour permettre une éventuelle utilisation en double passage. La caractérisation de ces amplificateurs en régime continu est donnée dans l'annexe D.

Amplificateur monomode de puissance moyenne 100 mW

Le premier amplificateur est constitué d'une fibre monomode PM standard dopée erbium, de diamètre de cœur 8 μ m, et de 5m de long. La figure 3.5 présente les résultats de l'amplification simple passage d'une impulsion carrée. L'énergie de sortie maximale est de 4,8 μ J, soit un gain effectif de 22 dB, pour une puissance moyenne de 130 mW. 40% de la puissance moyenne est donc contenue dans les impulsions, le reste correspond à la puissance de l'ASE. L'impulsion en sortie est légèrement déformée en raison de la saturation du gain : le début de l'impulsion subit une forte amplification mais consomme une partie de l'inversion de population et sature le gain disponible pour la fin de l'impulsion, d'où cette forme caractéristique en exponentielle décroissante.

Cependant, avec une énergie de 30 nJ en entrée (0,3 mW de puissance moyenne), cet amplificateur n'est pas franchement saturé, et une grande partie du gain profite à l'émission spontanée, expliquant la faible proportion de la puissance contenue dans le signal.

5. L'annexe C présente la méthode de mesure de l'énergie par impulsion utilisée pour toutes les mesures

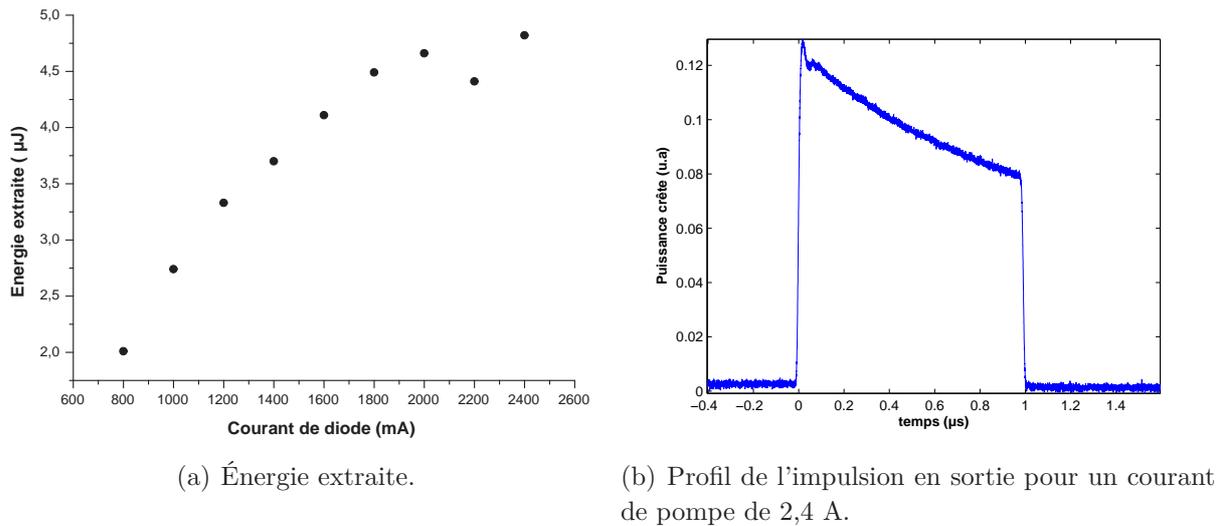


Figure 3.5 – Amplificateur 100 mW en simple passage.

Afin de saturer davantage ce premier étage, nous avons testé une configuration en double passage, comme indiquée sur la figure 3.6. Un miroir de Bragg (réseau inscrit sur une fibre), dont le pic de réflexion est centré sur la longueur d'onde du signal, est placé en sortie d'amplificateur. L'impulsion amplifiée est alors réfléchiée et subit un second passage à travers la fibre dopée. Un circulateur permet d'isoler la diode signal et d'éjecter le signal.

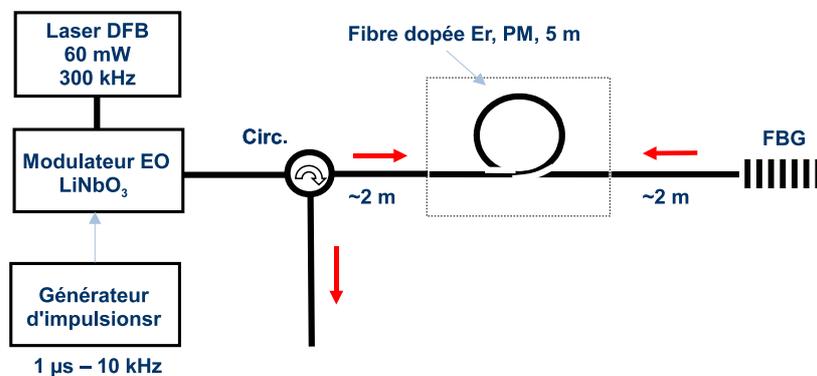


Figure 3.6 – Configuration d'amplification double passage à travers le premier étage.

La figure 3.7 présente des profils typiques d'impulsions en sortie de montage. On peut tout d'abord remarquer que pour des puissance de pompes plus faibles la saturation de l'impulsion est plus marquée, avec une décroissance exponentielle plus franche. Cependant, il apparaît de fortes modulations sur le profil temporel. Ces modulations s'expliquent par l'apparition de diffusion Brillouin stimulée dans cette configuration : un pic Stokes décalé de 10,7 GHz est présent sur le spectre optique (figure 3.8).

Afin de mieux saisir le comportement de cet amplificateur en double passage, nous avons simulé son fonctionnement à partir du modèle de Frantz et Nodvik [103], associé

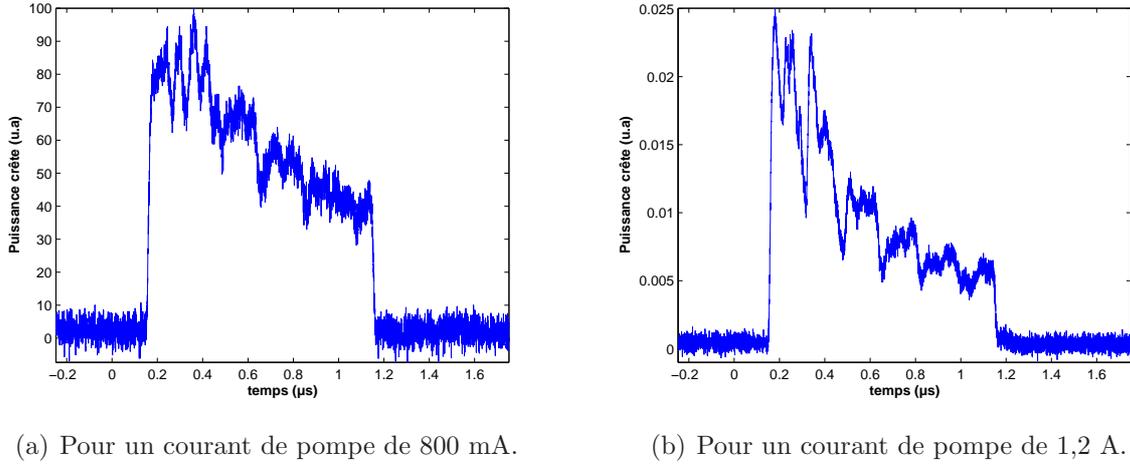


Figure 3.7 – Profils d'impulsion en double passage.

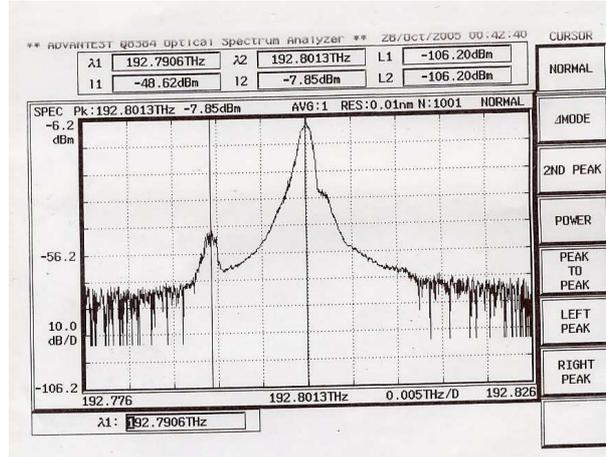


Figure 3.8 – Spectre optique après l'amplification double passage.

au modèle de la DBS à source fluctuante présenté en 2.3.2. La description de Frantz et Nodvik permet de rendre compte de la dynamique de l'amplification d'une impulsion dont la durée est beaucoup plus courte que le temps de vie du niveau de la transition laser, ici τ_{er} . Il néglige en revanche l'émission spontanée et considère le passage d'une impulsion unique à travers le milieu à gain. Le système d'équation (2.117) décrivant la propagation des ondes signal et Stokes peut alors se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{g_B}{4\tau_B} SQ + \frac{g(z,t)}{2} E \\ \frac{\partial S}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{g_B}{4\tau_B} EQ^* - \frac{g(z,t)}{2} S \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{2\tau_B} = ES^* + F \end{cases} \quad (3.1)$$

où le facteur de gain $g(z,t)$ est considéré uniforme dans la fibre dopée. La dépendance en z rend alors compte des deux passages successifs dans l'amplificateur, ainsi que du

passage par des fibres non dopées. Par ailleurs, ce terme de gain est présent à la fois pour l'onde signal et pour l'onde Stokes. Sa dépendance temporelle est calculée en accord avec le modèle de Frantz et Nodvik [103]. Celui-ci dépend du gain petit signal G_0 avant l'arrivée de l'impulsion, de l'énergie de saturation E_{sat} de la fibre dopée, de sa longueur L_{amp} , et de l'énergie en sortie E_{out} à l'instant t :

$$G(t) = \exp(g(t)L_{amp}) = 1 + (G_0 - 1)\exp\left(-\frac{E_{out}(t)}{E_{sat}}\right) \quad (3.2)$$

L'énergie de saturation de la fibre amplificatrice dépend quant à elle de l'énergie $h\nu$ du photon incident, de la surface effective du cœur de la fibre A_{eff} , des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'erbium :

$$E_{sat} = \frac{A_{eff} h\nu}{(\sigma_a^{er} + \sigma_e^{er})} \quad (3.3)$$

L'énergie de saturation de cet amplificateur est de $12,8 \mu\text{J}$, en prenant $(\sigma_a^{er} + \sigma_e^{er}) = 5 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$. Des résultats de calculs sont présentés sur la figure 3.9, avec une impulsion carrée en entrée, d'énergie 30 nJ. En simple passage, et pour un gain petit signal de 22,8 dB, on obtient une légère saturation du profil de l'impulsion, et une énergie en sortie de $4,7 \mu\text{J}$; ce qui est conforme aux résultats expérimentaux.

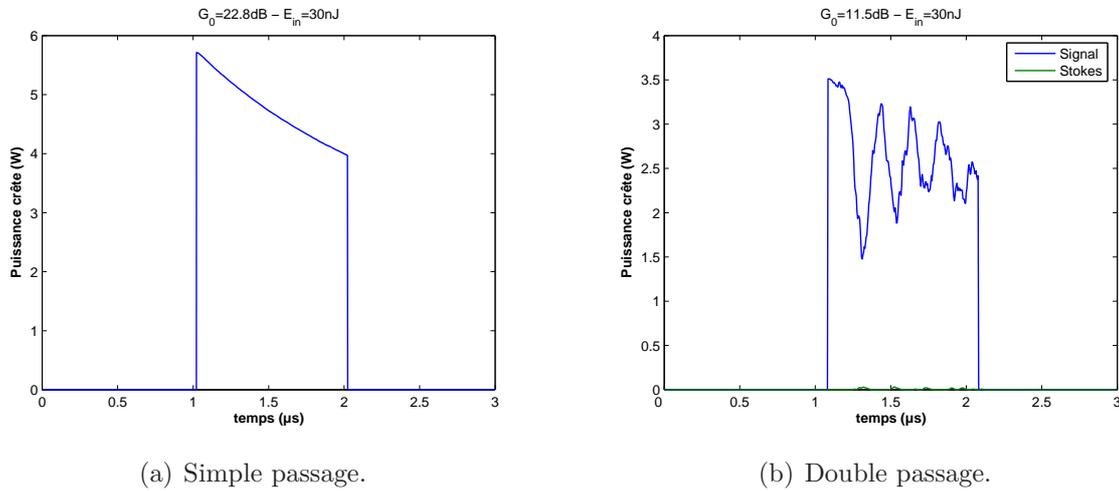


Figure 3.9 – Résultats de simulation d'amplification par le premier étage.

En double passage, on retrouve la présence des modulations d'intensité sur le profil temporel de l'impulsion, causées par l'interaction Brillouin, et cela pour un gain petit signal plus faible de 11,5 dB, et une énergie extraite de $3 \mu\text{J}$. Dans cette simulation, la longueur totale de l'interaction Brillouin est de 18 m : deux passages par la fibre amplificatrice de 5 m de long, auquel s'ajoute les deux passages par de tronçons non dopés entre l'amplificateur et le miroir de Bragg d'une part (deux fois 2 m), et le circulateur d'autre part (deux fois 2 m).

On peut constater sur la figure 3.9(b) que l'onde Stokes possède une énergie très faible d'environ 5 nJ. Malgré cela, sa présence est néfaste pour l'onde signal. En effet, l'onde laser incidente est déplétée principalement dans les premiers centimètres de l'interaction (voir le chapitre 2). La déplétion a donc lieu avant le passage par l'amplificateur : l'effet est donc amplifié par la fibre dopée. Après déplétion, le gain Brillouin baisse, tuant ainsi l'onde Stokes, puis il se reforme lorsque l'onde signal n'est pas déplétée. Dans ces conditions, on obtient périodiquement des trous d'intensité dans l'impulsion signal, période qui correspond à un aller-retour sur la longueur d'interaction (environ 200 ns). On retrouve bien ce que l'on a pu constater expérimentalement.

Cette modélisation permet donc de conclure que l'amplification double passage est inenvisageable telle quelle car elle impose d'augmenter fortement la longueur de fibre, avec pour conséquence l'apparition de la DBS. Une solution pourrait être d'inscrire un réseau de Bragg directement en sortie de l'amplificateur sans passer par des composants commerciaux qui possèdent des jarretières de connexion de 1 m de longueur. La configuration en simple passage a donc été retenue pour la suite.

La sortie du premier amplificateur est ensuite envoyée dans le deuxième étage, après un isolateur optique et un filtre passe-bande de 1 nm de largeur. Ce filtrage est essentiel dans la chaîne pour supprimer la majeure partie de l'ASE autour de 1535 nm. Après filtrage, les impulsions ont une énergie de 2,9 μJ pour une puissance moyenne de 45 mW (65% de la puissance).

Amplificateur monomode de puissance moyenne 1 W

Le second amplificateur est constitué d'une fibre LMA co-dopée Er:Yb, de diamètre de cœur 12 μm , et de 5 m de long. Il a été testé en injectant des impulsions de deux formes temporelles différentes : carrée et gaussienne. La figure 3.10 présente les résultats d'extraction d'énergie : pour les deux types d'impulsions, le comportement est similaire, avec une énergie maximale en sortie de 45 μJ environ, pour une puissance moyenne de 0,85 W.

Les profils temporels des impulsions obtenues sont présentés sur la figure 3.11. Les résultats d'un calcul effectué avec le modèle (3.1) sont superposés aux données expérimentales. Pour le calcul, nous avons considéré une énergie incidente de 2,5 μJ , un gain petit signal de 15 dB, et une énergie de saturation de 29 μJ . L'énergie extraite calculée est de 39 μJ pour les deux profils d'impulsion. On peut remarquer un bon accord entre les résultats expérimentaux et la simulation. Cependant, la saturation est moins marquée dans le calcul : celui-ci n'a en effet pas pris en compte celle du premier étage.

De plus, la saturation est plus marquée pour l'impulsion carrée : pour une énergie totale identique, la puissance crête est bien plus importante en début d'impulsion. Cela réduit finalement la largeur à mi-hauteur, et peut être problématique pour la suite de l'amplification car les fortes puissances crêtes favorisent l'apparition de l'effet Brillouin. Quant à elle, la forme gaussienne a l'avantage de mieux répartir le gain de l'amplificateur

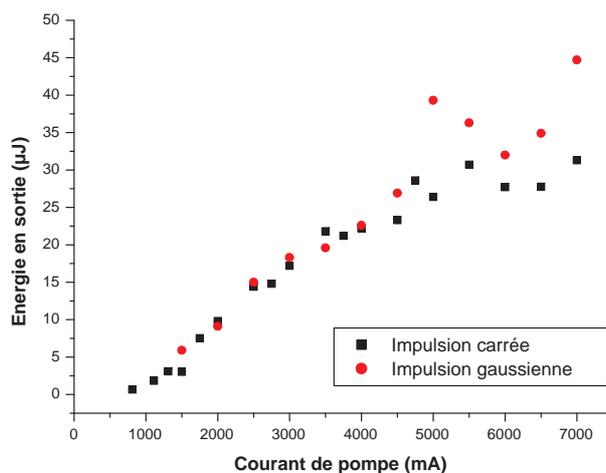
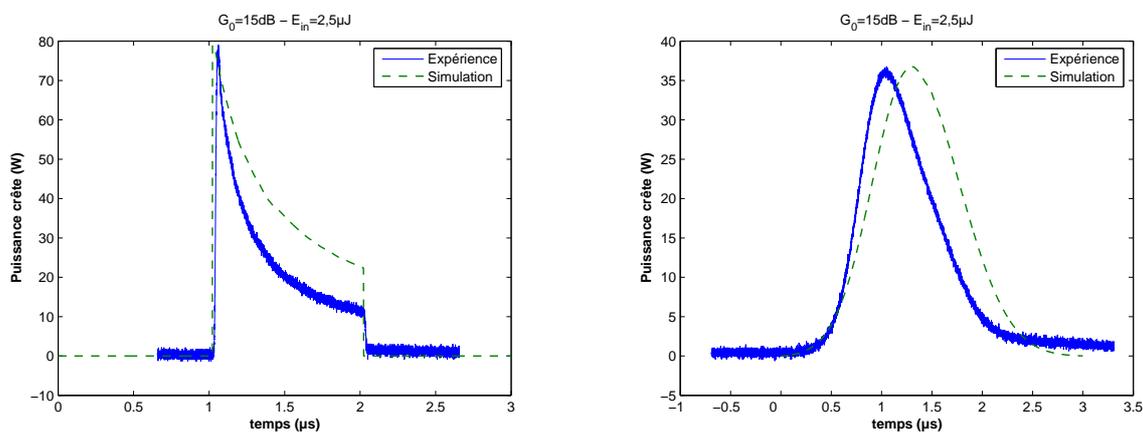


Figure 3.10 – Amplificateur 1 W : énergie extraite.



(a) Impulsion carrée en entrée.

(b) Impulsion gaussienne en entrée.

Figure 3.11 – Profils temporels des impulsions en sortie du deuxième étage. Comparaison des calculs aux résultats expérimentaux.

sur l'ensemble de l'impulsion. Dans la suite, c'est ce profil d'impulsion qui est utilisé.

3.2.3 Étages de puissance

Les deux étages de puissance suivants ont été réalisés par nos soins en utilisant des fibres non standards, de plus grands diamètres. Différentes fibres ont été testées, notamment des fibres conçues et fabriquées par l'*Institut für Physicalische Hochtechnologie* (IPHT) dans le cadre d'une collaboration pour le projet européen FIDELIO. D'une façon générale, des fibres sont pompées par la gaine avec des diodes de fortes puissances, en espace libre. Les résultats que l'on présente correspondent aux montages ayant permis d'obtenir les meilleures performances.

Filtrage du bruit d'ASE par un modulateur acousto-optique

Avant d'injecter le troisième étage, il convient de filtrer à nouveau le bruit d'ASE car celui-ci possède une puissance moyenne importante qui saturerait le gain disponible pour l'impulsion, en aval de la chaîne. Cependant, un filtre de Bragg classique n'est pas utilisable car la fibre de sortie du deuxième étage a un diamètre plus grand, de $21 \mu\text{m}$. De plus, peu de composants fibrés existent qui peuvent supporter une puissance moyenne de l'ordre de 1 W.

Nous avons donc testé un filtrage temporel à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Le principe de ce filtrage est représenté sur la figure 3.12. Le modulateur fonctionne en régime de Bragg. En envoyant un signal de commande RF sur le transducteur piézo-électrique pendant la durée de l'impulsion ($\approx 1 \mu\text{s}$), celle-ci est diffractée sur l'ordre 1 du modulateur, avec une efficacité η . Le reste du temps, le modulateur laisse passer le faisceau. De cette manière on sépare spatialement l'impulsion signal et le bruit d'émission spontanée contenu entre les impulsions.

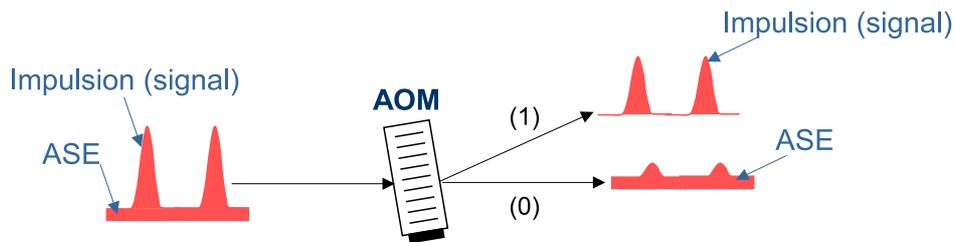


Figure 3.12 – Principe du filtrage temporel du bruit d'ASE par un modulateur acousto-optique.

Nous avons tout d'abord testé ce filtrage avec un modulateur non optimum, conçu pour fonctionner avec un faisceau de longueur d'onde 1064 nm . À 1550 nm , une efficacité de diffraction de $\eta = 43\%$ a été mesurée. Le signal a ensuite été injecté dans la fibre amplificatrice du dernier étage, fibre qui possède un diamètre de cœur de $73 \mu\text{m}$ (voir page 91). Avec ce diamètre bien plus important, cette fibre est susceptible de générer beaucoup d'ASE si le gain n'est pas suffisamment saturé par l'impulsion signal, ou si l'on injecte déjà une grande part de bruit. Deux séries de mesures permettent de quantifier l'apport de ce filtrage, avec l'injection de deux types de signaux :

- sans filtrage : impulsion d'énergie $38,8 \mu\text{J}$ pour une puissance moyenne de $0,70 \text{ W}$ (55% de signal) ;
- avec filtrage : impulsion d'énergie $15,6 \mu\text{J}$ pour une puissance moyenne de 156 mW (100% de signal).

Les résultats obtenus sont détaillés sur la figure 3.13. Le bénéfice du filtrage est alors flagrant. Tout d'abord, l'énergie extraite est plus importante : grâce au filtrage, nous avons pu obtenir jusqu'à $550 \mu\text{J}$ environ. De plus, cette énergie est obtenue avec un signal plus faible en entrée. Cela souligne que le gain effectif est augmenté, autour de 15 dB , car il n'est pas saturé par le bruit d'ASE. Enfin, ce dernier est réduit, passant de plus de 70% de la puissance moyenne à moins de 30%.

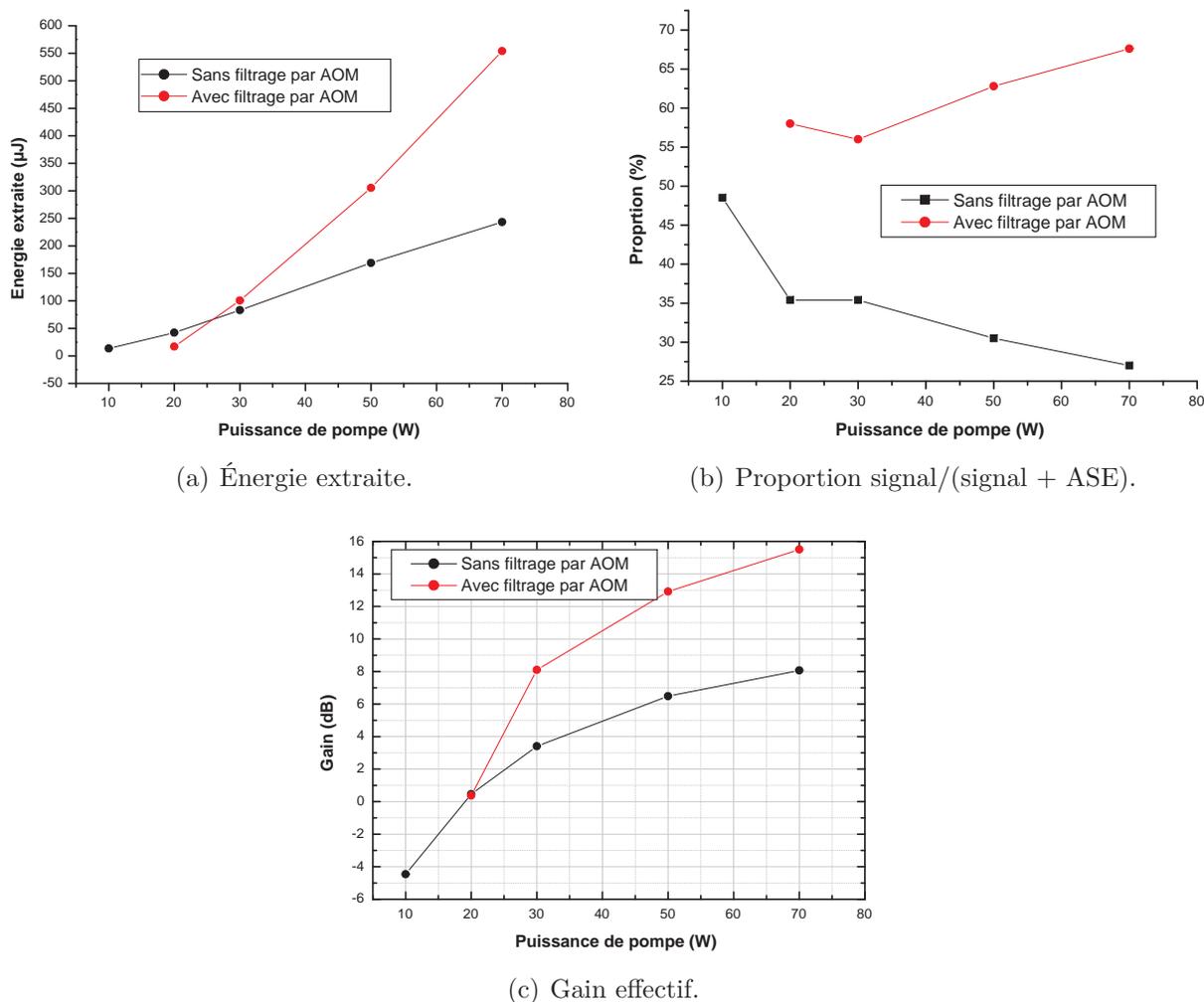


Figure 3.13 – Effet du filtrage de l’ASE sur les performances de la fibre de diamètre 73 μm .

Sur ces bons résultats, un modulateur acousto-optique fonctionnant à 1,5 μm a été approvisionné, chez *Gooch & Housego*, avec une efficacité de diffraction mesurée de $\eta = 79,8\%$. Après filtrage et isolation, nous disposons d’un faisceau polarisé avec une énergie par impulsion de 38 μJ , et sans bruit d’ASE.

Amplificateur à fibre de diamètre 26 μm

Le troisième étage utilise une fibre de large cœur, quasi-monomode, co-dopée Er:Yb. Elle a été fournie par l’IPHT (fibre de référence 503sK0E). Elle possède un profil d’indice particulier.

Tout d’abord, le cœur signal est elliptique pour permettre le maintien de la polarisation du mode fondamental. Ce cœur a un diamètre de 26 μm pour le petit axe et de 34 μm pour le grand axe.

Pour réduire l’ON du cœur et obtenir une fibre quasi-monomode⁶, celui-ci a alors été

6. L’ouverture numérique des fibres co-dopées Er:Yb est intrinsèquement élevée.

entouré par un piédestal, en dopant le verre au germanium. Ce dopage augmente l'indice du piédestal qui se rapproche alors de celui du cœur et réduit donc son ON à une valeur de 0,12. Ce piédestal a un diamètre de l'ordre de $100 \mu\text{m}$.

Enfin, la gaine interne dans laquelle se propage la pompe est en forme de double D (ovale) et a pour diamètres caractéristiques 210 et $250 \mu\text{m}$, pour une ON de 0,38. Cette structure s'apparente donc finalement à une fibre à triple gaine. La figure 3.14 illustre cette structure avec une photo de la fibre après polissage. Le rétro-éclairage de la fibre par une source blanche permet de visualiser grossièrement le profil d'indice. On peut alors clairement distinguer les trois parties du profil. On peut également constater le trou d'indice dans le cœur dopé dû au dopage au phosphore. Le mode fondamental de cette fibre est alors un mode en anneau.

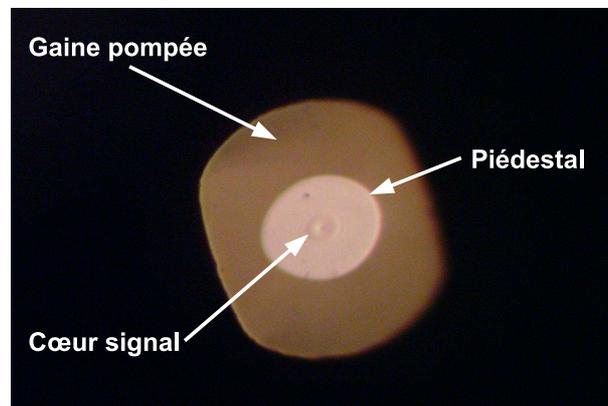


Figure 3.14 – Photo de la fibre IPHT 503sK0E après polissage.

Pour pomper cette fibre nous avons utilisé une diode émettant à 980 nm jusqu'à 50 W de puissance, via une fibre multimode de diamètre de cœur $105 \mu\text{m}$. Le schéma général du montage de cet amplificateur est donné sur la figure 3.15. C'est un montage en espace libre. Le couplage entre les différentes fibres (pompe - ampli n°2 et ampli n°2 - ampli n°3) se fait à travers un couple de lentilles de collimation et focalisation.

La fibre est pompée de façon contrapropagative. Ce type de pompage est en effet plus efficace. La pompe étant absorbée progressivement, le dépôt de gain est plus important en fin de fibre (du point de vue de l'onde signal). De cette manière, l'émission stimulée est réduite et l'impulsion peut extraire progressivement l'énergie stockée dans la fibre amplificatrice. La fibre présente une absorption de 9 dB/m à 980 nm ; la longueur utilisée de 2 m permet une absorption de la pompe de 18 dB .

Comme c'était le cas pour les amplificateurs précédents, il convient que la fibre dopée soit clivée en angle pour prévenir tout effet laser dû aux réflexions de Fresnel sur les faces de la fibre. Dans le cas des fibres monomodes, un angle de 8° est suffisant (norme de fibres dites APC). Cependant, il est apparu qu'un tel angle était insuffisant ici, sûrement à cause du fait que le piédestal constitue un guide multimode ayant un recouvrement avec le cœur dopé. Cela favorise alors un effet laser via ce guide et les réflexions sur les

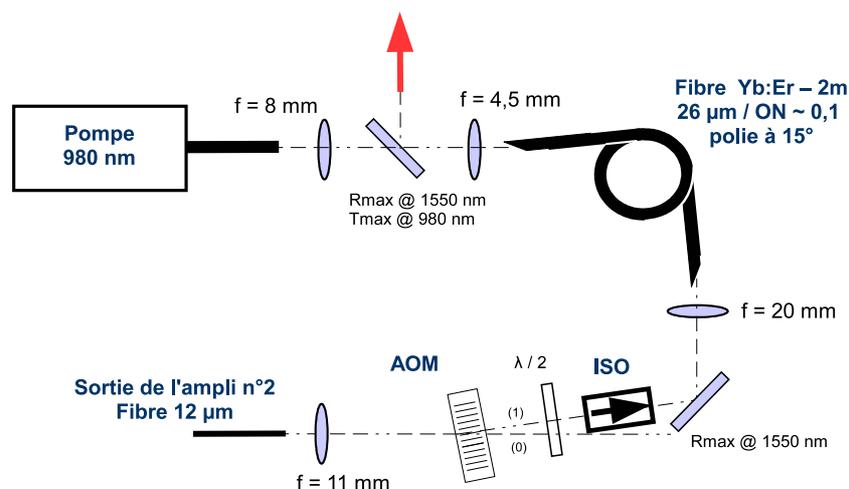


Figure 3.15 – Schéma général du montage du troisième étage.

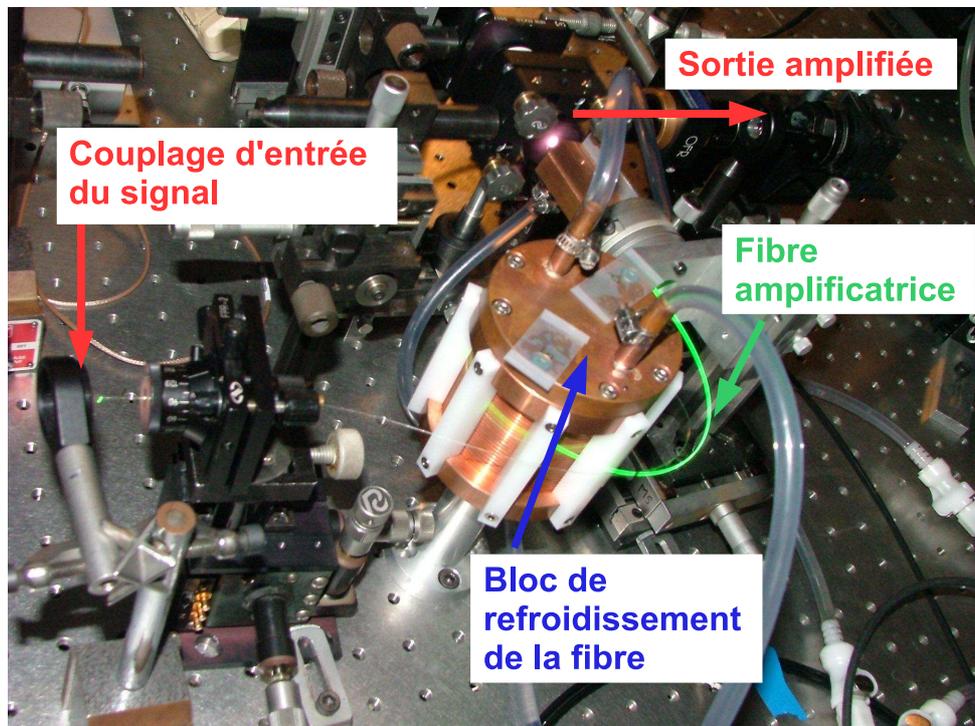
faces, si le gain est suffisant pendant le temps où aucune impulsion signal n'est présente dans la fibre. Nous avons ainsi pu observer de fortes oscillations de relaxation, et jusqu'à l'émission d'une impulsion intense endommageant les faces de la fibre.

Pour palier à ce problème, la fibre a alors été polie avec un angle de 15° . Par clivage, un tel angle était difficile à obtenir avec un bon état de surface, et de façon peu reproductible. Le polissage a donc été retenu. Comme le montre la photo 3.14, il donne un résultat satisfaisant et simple à obtenir. Il a de plus l'avantage de ne pas perdre de longueur de fibre, comme cela peut être le cas lors d'essais successifs de clivage (détail important lorsque les fibres spécifiques sont fournies en faible quantité).

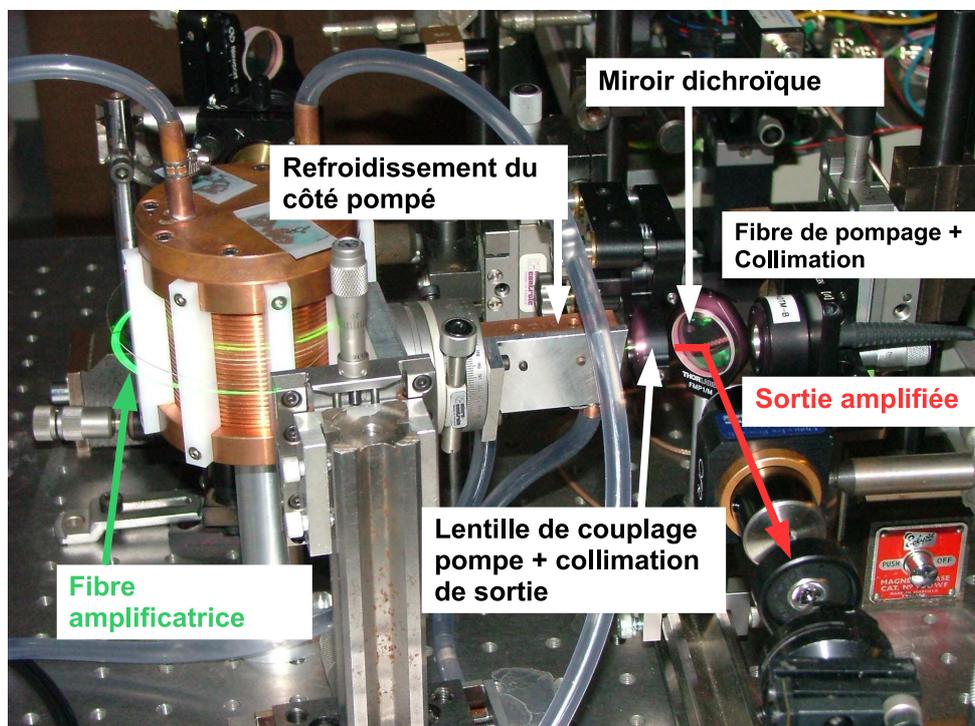
La figure 3.16 présente la mise en place expérimentale du montage. La fibre amplificatrice est montée sur un support de refroidissement. Il s'agit d'un cylindre de cuivre refroidi par eau, sur lequel est enroulée la fibre, positionnée dans une rigole hélicoïdale, et maintenue par des cales en plastique. À 980 nm, la fibre a une absorption de 9 dB/m. Nous avons utilisé une longueur de 2 m de sorte que la pompe soit fortement absorbée (environ 20 dB). Mais avec le niveau de puissance injecté, la fibre chauffe et la gaine externe résiste assez peu et a tendance à brûler, fondre ou s'effriter. Le refroidissement permet donc d'évacuer la chaleur de la gaine externe.

Côté pompe, la fibre est maintenue dans une seconde monture de refroidissement, constituée d'une sorte de mâchoire en cuivre, également refroidie par eau, et orientable. Elle permet le réglage du couplage de la puissance de pompe dans la gaine interne par translation et rotation de la surface polie en angle, tout en assurant le refroidissement de l'extrémité qui génère le plus de chaleur. La partie dépassant de la monture (environ 1 cm) est totalement dégainée afin que la gaine externe ne brûle pas.

Finalement, les performances obtenues après ce troisième étage d'amplification sont reportées sur la figure 3.17(a). Avec une puissance de pompe émise de 38 W, les impulsions



(a) Vue du côté de l'injection du signal.



(b) Vue du côté de pompage.

Figure 3.16 – Montage en espace libre du troisième étage d'amplification.

en sortie ont une énergie de $235 \mu\text{J}$ pour une puissance moyenne de $2,5 \text{ W}$, soit une proportion d'environ 85% .

Le profil du faisceau de sortie est donné sur la figure 3.17(b). On peut constater la forme en anneau due au trou d'indice dans le cœur. De plus, celui-ci n'est plus monomode : les quelques modes de la fibre sont excités. Cela ne pose pas de problème particulier dans notre cas, car l'étage suivant est de toute façon franchement multimode. Cependant, dans ces conditions, la polarisation injectée n'est pas maintenue, et le faisceau sort en partie dépolarisé. L'inconvénient est une perte de puissance à travers l'isolateur optique, avant le couplage dans l'étage suivant.

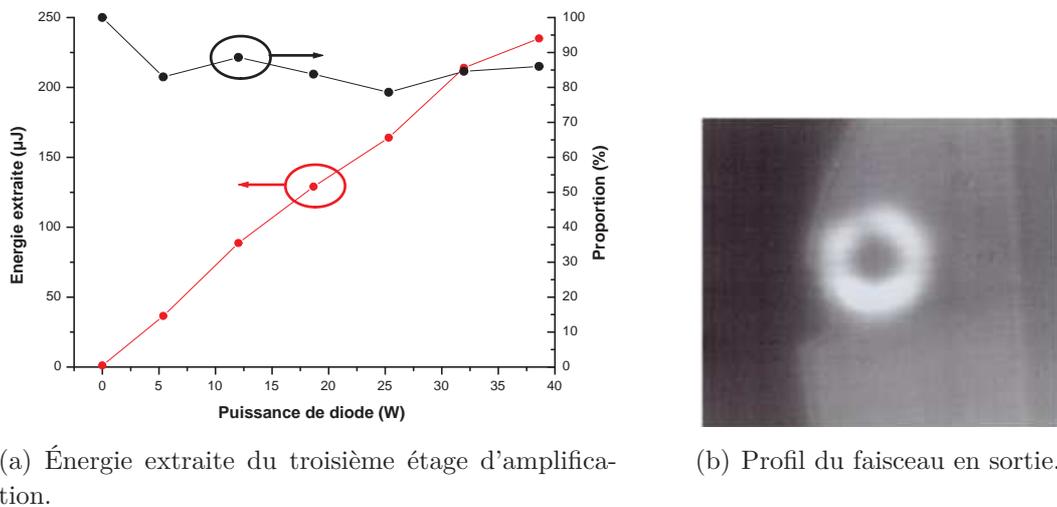


Figure 3.17 – Résultats obtenus en sortie du troisième étage d'amplification.

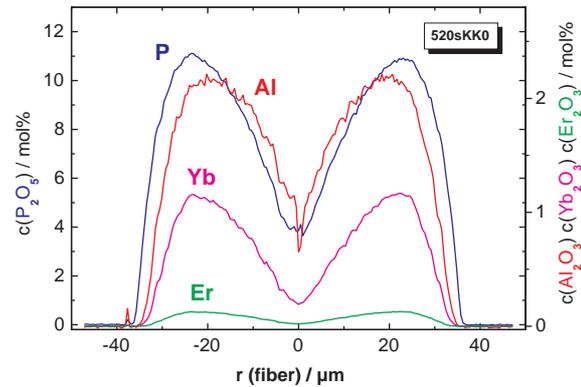
Amplificateur à fibre de diamètre $73 \mu\text{m}$

Le quatrième et dernier étage d'amplification est basé sur l'utilisation d'une fibre multimode de très large cœur. La fibre utilisée a également été fabriquée à l'IPHT (référence 520sKK0). Elle possède un cœur co-dopé Er:Yb de diamètre $73 \mu\text{m}$ et d'ON 0,20. Son absorption à 940 nm est de $6,9 \text{ dB/m}$. La gaine interne a une forme en D, de diamètres 400 et $360 \mu\text{m}$, pour une ouverture de $0,38$. La figure 3.18 présente les caractéristiques de cette fibre. On peut constater que le trou d'indice dû à la migration des dopants entraînés par le phosphore est également présent dans cette fibre.

La longueur de fibre utilisée est de $2,9 \text{ m}$, de sorte que la puissance de pompe soit absorbée de 20 dB . Là encore, le pompage est contrapropagatif. La pompe est une diode continue, non fibrée, de forte puissance à 940 nm , émettant jusqu'à 300 W , de chez *Laserline*. Cette puissance est couplée dans la fibre à travers un miroir dichroïque : traitement anti-reflet à 940 nm , et haute réflexion à 1550 nm . Le faisceau de pompe est focalisé sur une tache de forme carrée de $400 \mu\text{m}$ de côté, avec une ouverture numérique de $0,4$. La figure 3.19 présente le montage expérimental d'injection de la pompe dans la fibre. Pour les mêmes raisons que précédemment celle-ci est placée dans une mâchoire en cuivre refroidie par eau (mieux visible sur cette photo) et qui permet d'orienter la face polie à 15° , de



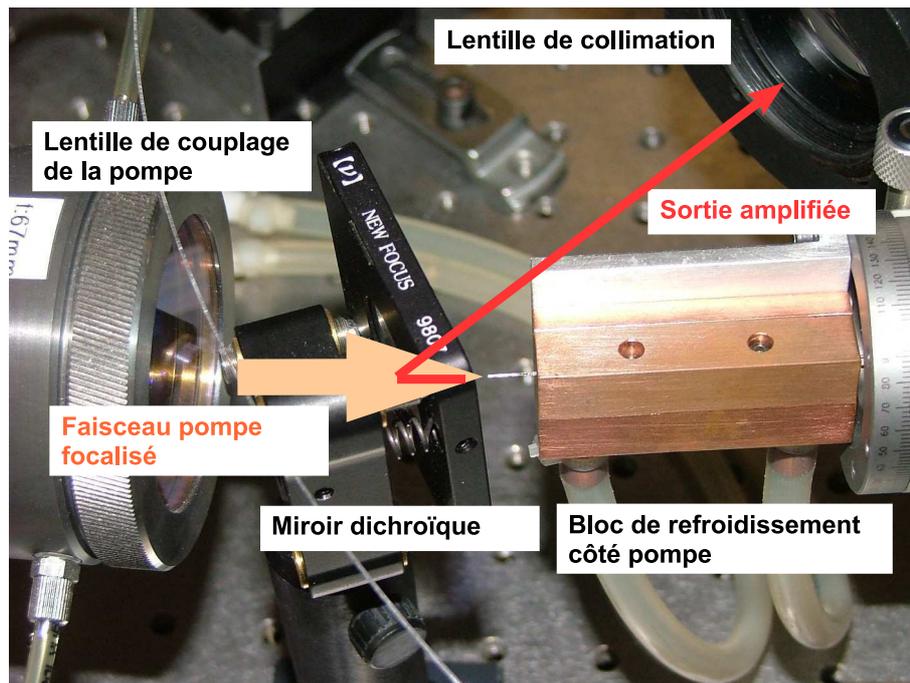
(a) Photo après polissage.



(b) Profils des concentrations de dopants (mesures effectuées par l'IPHT).

Figure 3.18 – Caractéristiques de la fibre IPHT 520sKK0.

façon à maximiser le couplage de la pompe. La gaine interne de la fibre étant légèrement plus petite que la tache de pompe (et avec une ON un peu plus faible), le pompage n'est pas optimum, avec un couplage mesuré de l'ordre de 50%. Le refroidissement de l'extrémité pompée est ici indispensable car la gaine externe chauffe et brûle rapidement. Sur la figure 3.19, on peut distinguer l'extrémité pompée de la fibre, dénudée afin que la gaine externe ne brûle pas. Le reste de la longueur de fibre (au moins la première moitié) est également enroulée dans une monture de refroidissement par eau.

**Figure 3.19** – Montage de couplage de la pompe dans la fibre.

Les premiers tests ont été effectués avec de faibles énergies en entrée, en utilisant les sorties successives des étages d'amplification précédents. Les résultats de ces tests sont donnés sur la figure 3.20. On peut estimer l'énergie de saturation de la fibre à partir de la relation (3.3) à environ 1 mJ. Avec les faibles niveaux d'énergie en entrée lors des tests, l'extraction d'énergie est donc faible. Cependant, ces mesures permettent une estimation du gain petit signal autour de 15 dB, pour une puissance de pompe incidente de 100 W (environ 50 W couplés).

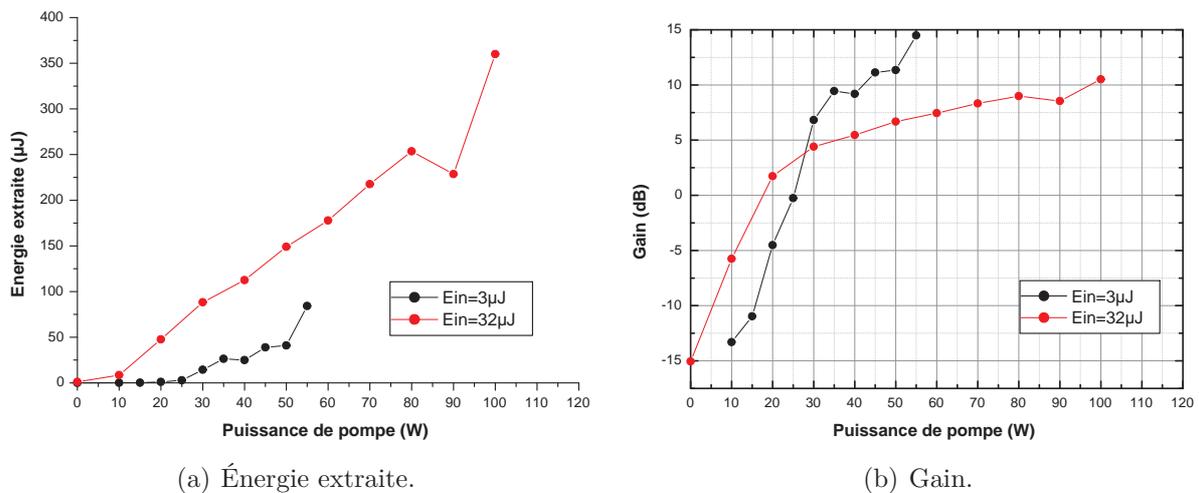


Figure 3.20 – Tests préliminaires d'amplification avec la fibre IPHT 520sKK0.

Ce montage a alors été placé en fin de la chaîne MOPA. L'énergie injectée est d'environ $150\ \mu\text{J}$ après l'isolation en sortie du troisième étage (pertes dues à la dépolarisation). La figure 3.21 présente les performances obtenues dans ces conditions. L'énergie extraite atteint un niveau de $1,54\ \text{mJ}$, pour une puissance de pompe incidente de $110\ \text{W}$ ($55\ \text{W}$ couplés). La puissance moyenne du faisceau est de $16,2\ \text{W}$, soit une proportion de signal de 95%. L'impulsion en sortie (figure 3.21(b)) est légèrement déformée par l'effet des saturations successives. Elle conserve cependant une forme « lisse », proche d'une gaussienne, et a une durée à mi-hauteur réduite autour de $500\ \text{ns}$.

Nous avons évidemment fait des essais à plus forte puissance de pompe, au-delà de $110\ \text{W}$. Cependant, la gaine externe de la fibre s'endommage au bout de quelques minutes d'utilisation : elle brunit progressivement puis brûle. Une configuration géométrique de pompage plus adaptée⁷ permettrait certainement d'atteindre un plus fort taux de pompage, tout en limitant ces problèmes thermiques grâce à un meilleur couplage de la puissance.

Le profil de faisceau en sortie est représenté sur la figure 3.22, après collimation par un doublet de focale $80\ \text{mm}$, et passage par un afocal de grandissement $0,15$. Le diamètre du faisceau est d'environ $2\omega_0 = 3\ \text{mm}$. La qualité de faisceau (paramètre M^2) n'a pas été

7. avec par exemple l'utilisation d'une pompe fibrée

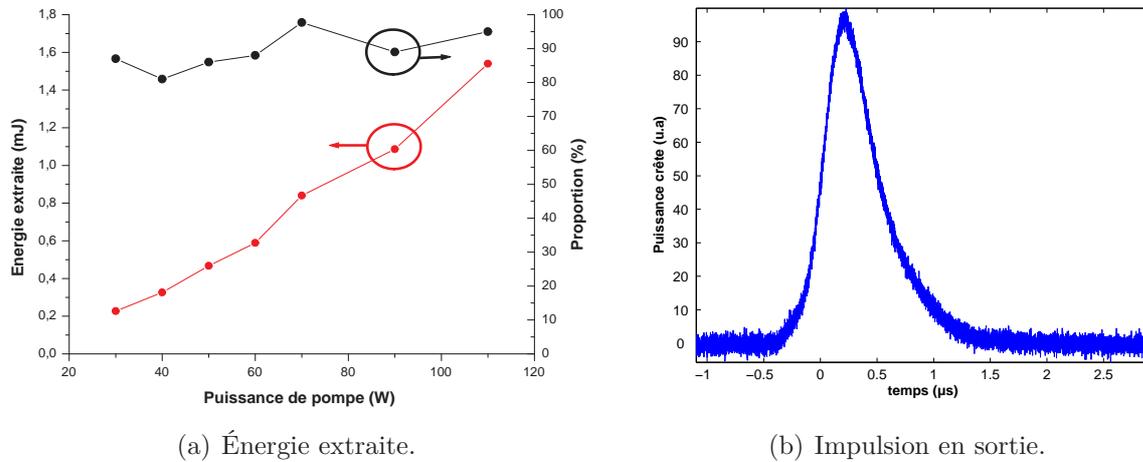


Figure 3.21 – Performances en sortie de la chaîne MOPA, pour une énergie de $100 \mu\text{J}$ en entrée.

rigoureusement mesurée en faisant propager le faisceau et en mesurant son diamètre tout le long de la caustique. Elle a simplement été estimée par la mesure de la divergence du faisceau en champ lointain, en mesurant le diamètre du faisceau au foyer d'une lentille de focale 50 mm . Le diamètre obtenu de $220 \mu\text{m}$, correspond à une divergence de $\theta_0 = 0,22/(2 \times 50) = 2,2 \text{ mrad}$. Le paramètre M^2 correspondant est donné par :

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \omega_0 \theta_0 \quad (3.4)$$

soit une valeur estimée de $M^2 \approx 6,7$. Par ailleurs, ce faisceau de sortie multimode est totalement dépolarisé. C'est la conséquence de la propagation multimode dans une fibre présentant différentes distorsions dues aux courbures ou à la chaleur.

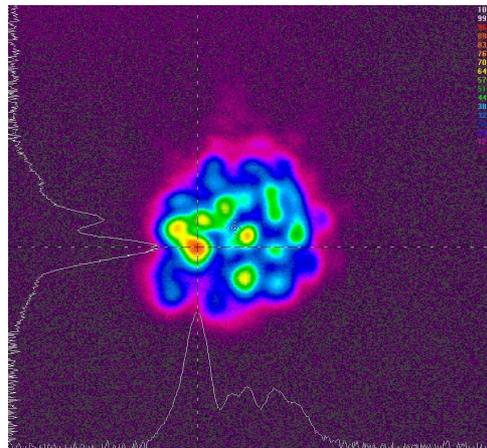


Figure 3.22 – Profil multimode du faisceau collimaté.

Ces performances sont tout à fait encourageantes. L'amplification du dernier étage est relativement efficace, avec peu d'ASE générée, avec une énergie incidente de l'ordre

de $100 \mu\text{J}$. Le cœur de diamètre $73 \mu\text{m}$ permet d'extraire une énergie conséquente, au-delà du millijoule, sans problème lié à l'effet Brillouin ou à d'autres effets non linéaires. Pour extrapoler ces résultats, nous avons simulé cet amplificateur avec le modèle (3.1), en considérant un gain petit signal de 15 dB (correspondant à notre mesure expérimentale), et pour différentes valeurs de l'énergie incidente. Les résultats sont donnés sur la figure 3.23. Ces calculs sont cohérents avec nos résultats expérimentaux avec une énergie extraite de 1,5 mJ pour environ $100 \mu\text{J}$ incident. Comme nous l'avons déjà évoqué, l'énergie de saturation de cette fibre est de 1 mJ. Pour extraire efficacement l'énergie qu'elle stocke, il faudrait injecter légèrement plus d'énergie. Les calculs montrent qu'obtenir plusieurs millijoules, sans apparition de l'effet Brillouin, est tout à fait possible. Il faudrait par exemple optimiser le couplage entre les deux derniers étages d'amplification afin de ne pas perdre 50% d'énergie par l'isolation, ou encore améliorer l'injection de la pompe pour pouvoir atteindre un plus fort taux de pompage.

Nous avons également simulé l'amplification avec une fibre plus longue qui permettrait d'avoir un gain plus important (à condition évidemment de pomper avec plus de puissance). Pour une fibre de 5 m de longueur et un gain de 18 dB, les résultats n'ont pas été meilleurs que les précédents, car avec cette longueur de fibre l'effet Brillouin apparaît. L'onde Stokes est alors celle qui bénéficie de l'énergie supplémentaire déposée dans la fibre : l'impulsion signal ne contient pas plus d'énergie, mais son profil temporel présente des modulations d'intensité.

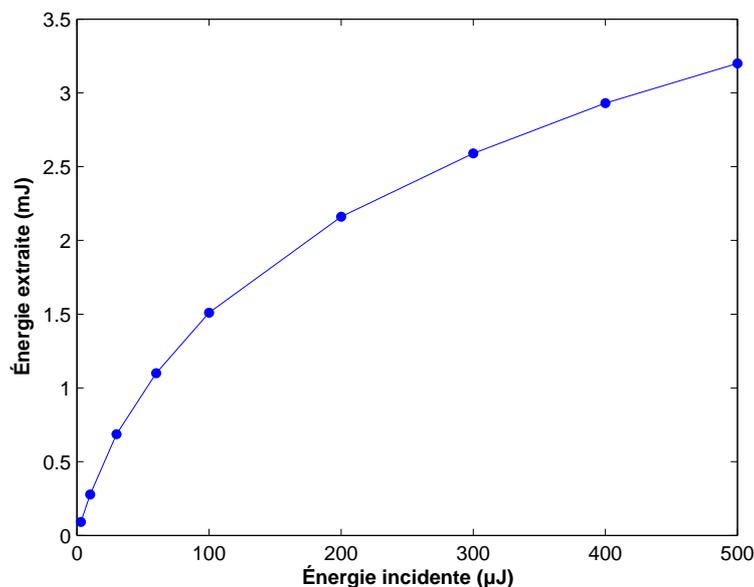


Figure 3.23 – Simulation de l'amplification par la fibre IPHT 520sKK0 de 2,9 m de longueur, avec un gain petit signal de 15 dB.

Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons détaillé l'architecture MOPA à fibre multimode mise en place afin d'obtenir des impulsions laser monofréquence de haute énergie. Les résultats confirment le bénéfice à utiliser des fibres dopées de large cœur. Nous avons obtenu expérimentalement une énergie par impulsion de 1,5 mJ, et il est tout à fait envisageable d'extraire plusieurs millijoules de la fibre utilisée. La chaîne réalisée présente cependant différentes voies d'amélioration, avec tout d'abord l'optimisation du couplage de la pompe dans le dernier étage : 50% n'est pas une valeur acceptable pour l'application. Mais l'efficacité obtenue (en prenant en compte la puissance de pompe couplée dans la fibre) est proche de ce que l'on peut attendre des fibres codopées Er:Yb : autour de 20 à 30%.

Finalement, l'ensemble du montage est relativement simple. Les amplificateurs se suivent avec un dispositif d'isolation et de filtrage entre chacun d'entre eux. Aucune attention particulière n'a été portée à la qualité de faisceau. Celle-ci fait l'objet du chapitre suivant, traitant de la mise en place de l'étage de remise en forme par diffusion Brillouin stimulée. Cela apporte de la souplesse dans la conception des fibres amplificatrices. L'attention doit alors se porter à l'optimisation du dopage dans le but d'avoir un stockage important d'énergie.

Le désavantage de cette chaîne est de ne pas pouvoir fournir un faisceau polarisé en sortie, à cause de la propagation multimode. Si les étages monomodes en amont ont été choisis à maintien de polarisation, les étages multimodes ne peuvent l'être. Comme on a pu le voir cela complique le couplage entre chaque amplificateur, l'isolation faisant perdre 50% de la puissance. L'utilisation d'isolateurs optiques indépendants de la polarisation résoudrait ce problème, en contrepartie d'un encombrement et d'un coût potentiellement plus grands.

Nous pouvons enfin insister sur le fait que cette architecture pourrait être encore complétée avec un (des) étage(s) supplémentaire(s) ayant un cœur dopé encore plus grand, de 100, 200 μm ou plus. Il est alors possible d'extrapoler les performances vers plusieurs dizaines de millijoules sur un faisceau très multimode, à condition d'apporter la puissance de pompe nécessaire.

Chapitre 4

Étude expérimentale du nettoyage de faisceau par diffusion Brillouin stimulée

Sommaire

4.1	Générateur Brillouin	99
4.1.1	Montage expérimental	99
	Schéma global	99
	Détail du couplage entre fibres	100
4.1.2	Mise en évidence du nettoyage de faisceau	102
4.1.3	Réflexivité	105
4.1.4	Forme temporelle de l'onde Stokes	106
4.2	Amplificateur Brillouin	108
4.2.1	Formation de la sonde Stokes	109
4.2.2	Injection monomode dans la FGI	112
4.2.3	Largeur spectrale de l'onde Stokes amplifiée	113
	Ajustement du décalage Brillouin	113
	Largeur spectrale	114
	Profil temporel de l'impulsion	115
4.2.4	Réflexivité	116
4.3	Recyclage de la polarisation de la pompe	118
4.3.1	Montage expérimental	118
4.3.2	Résultats pour le générateur Brillouin	119
4.3.3	Étude de l'amplificateur	120
	Polarisation de la sonde	120
	Performances	122

Dans ce chapitre, nous présentons la réalisation de l'étage de remise en forme de faisceau par diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode, en sortie de la chaîne amplificatrice qui vient d'être présentée.

L'étude théorique de la remise en forme de faisceau par DBS a été menée au chapitre 2. Deux processus de traitement de faisceau ont alors pu être distingués, ainsi que leur régime respectif de fonctionnement : d'une part la conjugaison de phase, qui se produit dans une fibre à saut d'indice de faible longueur (jusqu'à quelques mètres), et le nettoyage de faisceau d'autre part, accessible dans une fibre à gradient d'indice longue (typiquement plusieurs dizaine de mètres). Dans notre cas (impulsions d'énergie 1 mJ pour une durée d'environ 1 μ s), il s'avère que la longueur de fibre nécessaire pour dépasser le seuil Brillouin nous conduit vers un montage de type nettoyage de faisceau.

Par ailleurs, la prise en compte de la dynamique de l'interaction nous a permis d'imaginer un montage Brillouin original de type *pompe-sonde* dans le but de nettoyer spatialement un faisceau incident aberrant, tout en conservant sa largeur spectrale. Ce montage illustré par la figure 4.1.

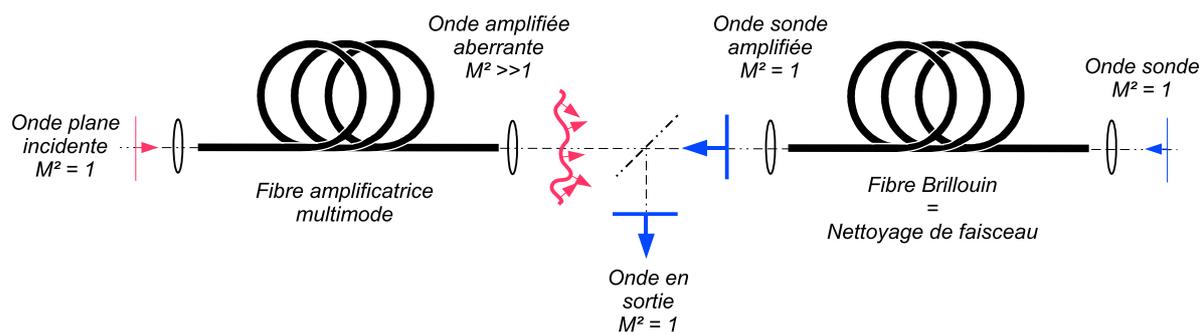


Figure 4.1 – Schéma de principe du nettoyage de faisceau par DBS après amplificateur à fibre multimode - montage pompe-sonde.

Nous exposons donc à présent la validation expérimentale de ce convertisseur de faisceau. La première partie du chapitre concerne l'étude du générateur Brillouin démontrant le nettoyage de faisceau dans une fibre à gradient d'indice. Le montage d'amplification Brillouin d'une sonde monomode et monofréquence est ensuite étudié. Enfin, la troisième partie est consacrée à l'exploration du comportement avec la polarisation des ondes pompe et Stokes, afin d'améliorer l'efficacité globale de l'architecture.

4.1 Générateur Brillouin

4.1.1 Montage expérimental

Schéma global

La première configuration expérimentale mise en place est un montage de type *générateur* Brillouin. L'objectif est ici de vérifier dans un premier temps le comportement de

type nettoyage de faisceau avec l'utilisation d'une fibre à gradient d'indice (FGI) longue.

La figure 4.2 représente le schéma global du montage : la source monofréquence modulée, la chaîne amplificatrice MOPA à fibre multimode, et l'étage de remise en forme de faisceau. Ce dernier est donc simplement constitué d'une FGI dans laquelle est couplée la sortie de la chaîne MOPA. Un rotateur de Faraday compris entre deux polariseurs isole la chaîne amplificatrice de la rétrodiffusion Brillouin et permet d'extraire le faisceau Stokes, constituant ainsi la sortie du montage.

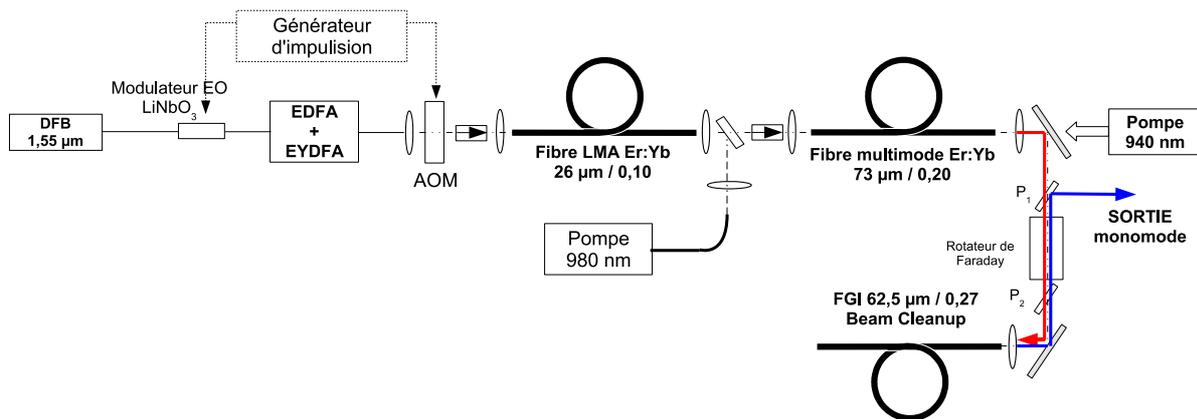


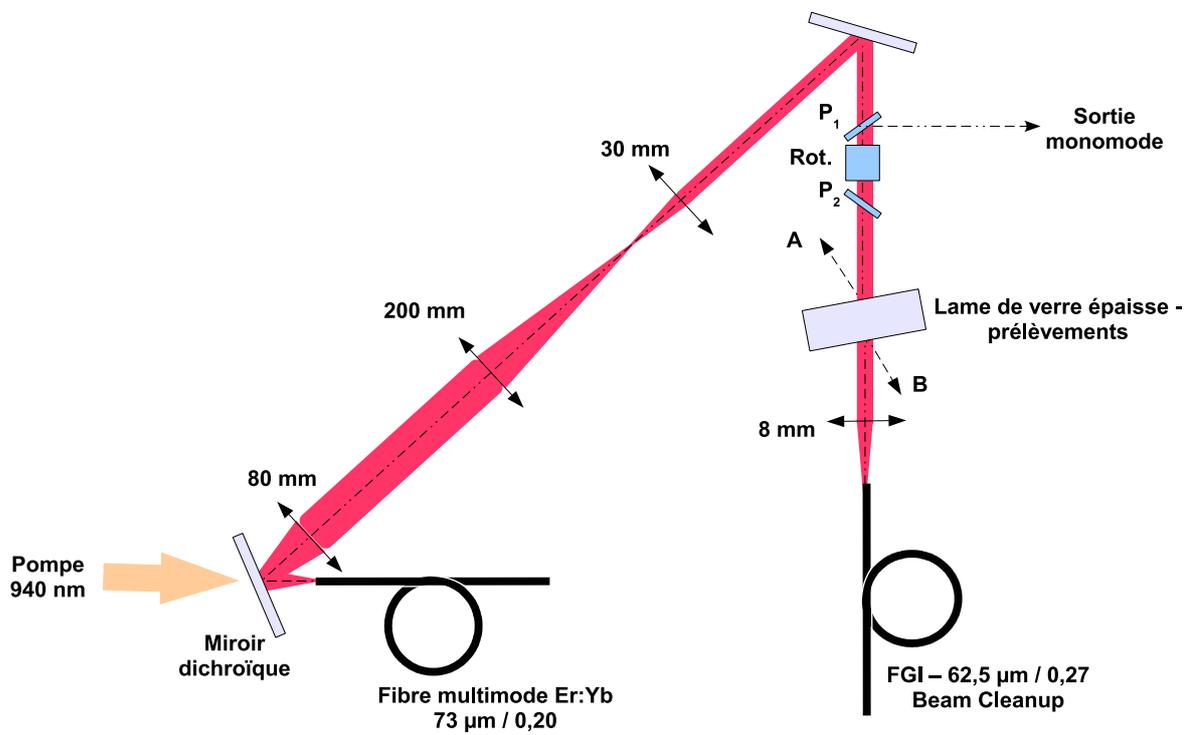
Figure 4.2 – Chaîne laser MOPA à fibre multimode suivie d'un étage de nettoyage de faisceau de type générateur Brillouin.

On rappelle que la fibre multimode du dernier étage d'amplification a pour diamètre de cœur 73 μm et pour ON 0,2. Afin d'obtenir un bon couplage de l'énergie incidente, il convient que la FGI ait une étendue géométrique (produit diamètre × ON) plus grande. La fibre choisie est ainsi une FGI de diamètre de cœur 62,5 μm et d'ON 0,27. C'est cette fibre qui a déjà été considérée à plusieurs reprises dans l'étude théorique et les simulations du chapitre 2¹.

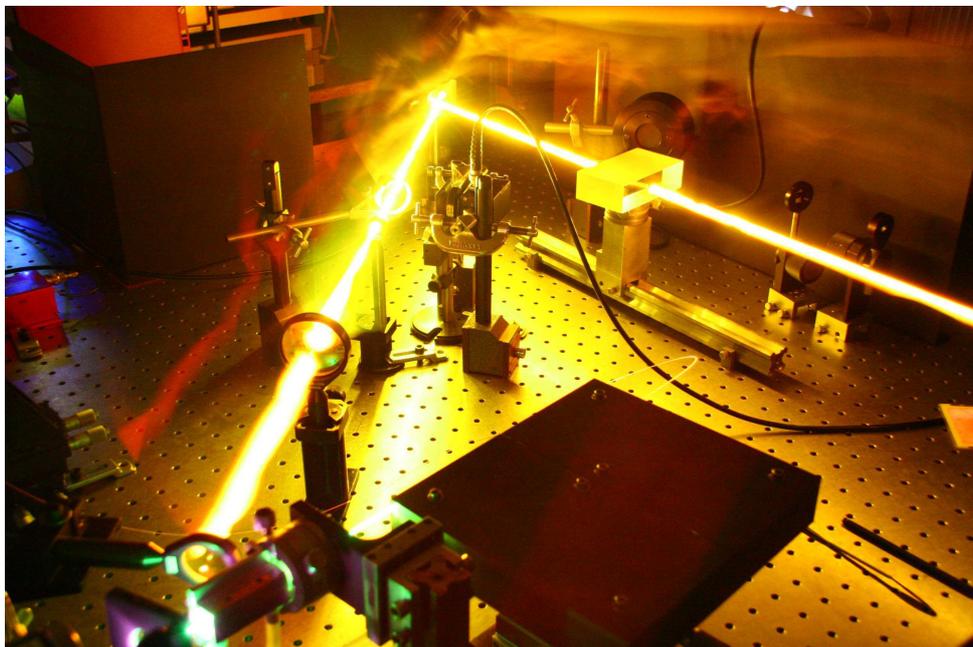
Détail du couplage entre fibres

Comme c'était le cas entre les étages de puissance de la chaîne MOPA, le couplage entre le dernier étage et la FGI se fait à travers un montage en espace libre. La configuration de pompage contrapropagatif de la fibre amplificatrice multimode est relativement encombrante (voir la figure 3.19). Il est donc nécessaire de collimater la sortie de la chaîne MOPA avec une lentille de focale assez grande. Nous avons pour ce faire utilisé un doublet de focale 80 mm et d'ouverture 50 mm. Le faisceau ainsi collimaté a un diamètre d'environ 30 mm. Il est ensuite réduit par un télescope de grandissement $30/200 = 0,15$ afin d'obtenir un diamètre de faisceau de l'ordre de 5 mm compatible avec l'utilisation d'un isolateur d'ouverture 8 mm. Finalement, le faisceau obtenu est focalisé dans la fibre Brillouin par une lentille asphérique de focale 8 mm et d'ON 0,5.

1. Cette fibre est par ailleurs un standard très répandu, notamment pour des applications de couplage multimode vers un détecteur, ou des systèmes de communication courte distance



(a) Détails du montage. $P_{1,2}$: polariseurs ; Rot. : rotateur de Faraday ; A et B : prélèvements des faisceaux incident et réfléchi.



(b) Photo de la propagation du faisceau avant l'étage de remise en forme.

Figure 4.3 – Propagation en espace libre entre la chaîne MOPA et l'étage de remise en forme.

Le schéma de ce couplage entre le dernier étage de la chaîne MOPA et la FGI est détaillé sur la figure 4.3. Juste avant la focalisation dans la fibre Brillouin est placé un prélèvement du faisceau à l'aide d'une lame de verre épaisse (environ 5 cm d'épaisseur), tiltée par rapport à l'axe de propagation. Cette lame permet à la fois le prélèvement du faisceau incident (voie A sur la figure 4.3(a)) et celui du faisceau rétrodiffusé par la FGI (voie B). Après étalonnage, ces prélèvements permettent de mesurer respectivement en voie A l'énergie incidente sur la FGI, et en voie B celle réfléchiée directement par la fibre Brillouin².

Afin d'obtenir un prélèvement qui dépende peu de la polarisation incidente, l'angle d'incidence sur la lame est pris relativement faible : pour avoir une différence relative des coefficients de réflexion de Fresnel inférieure à 5%, il faut un angle inférieur à 7,5°. Par conséquent, l'épaisseur importante de la lame est nécessaire afin de séparer spatialement les réflexions de chacune des faces, notamment pour le faisceau incident qui a un diamètre de plusieurs millimètres.

La fibre est positionnée sur une platine micrométrique de translation sur les trois axes. L'alignement et le réglage de la focalisation dans la FGI sont facilités par le prélèvement. En plaçant une caméra CCD sur la voie B, on visualise la réflexion de Fresnel du faisceau incident sur la face avant de la fibre. Le réglage du tirage (focalisation) se fait par autocollimation sur la face avant de la fibre. Une fois cette autocollimation obtenue, le réglage fin du couplage se fait par translation suivant les axes horizontal et vertical. Lorsque le faisceau est couplé dans le cœur de la fibre, on voit apparaître à l'image un second faisceau dû à la réflexion de Fresnel sur la face arrière de la fibre. En superposant ces deux taches, on optimise alors le couplage dans le cœur.

Le grandissement transversal du système de couplage mis en place est de $200/80 \times 8/30 = 0,67$ contre un grandissement optimal théorique de $63,5/73 = 0,85$. L'efficacité de couplage mesurée (rapport entre la puissance transmise par la fibre et la puissance incidente) est de 72%, pertes de Fresnel incluses. En retranchant 4% de pertes par face, l'efficacité de couplage en elle-même est de $72\%/0,96^2 = 78\%$. Afin d'évaluer l'énergie couplée dans la fibre en tenant compte des pertes de Fresnel, nous considérerons la valeur de 72%.

4.1.2 Mise en évidence du nettoyage de faisceau

La voie B de la figure 4.3(a) permet de visualiser le faisceau Stokes rétrodiffusé par effet Brillouin dans la FGI. Une fois le seuil Brillouin franchi par la pompe, nous avons pu observer différents types de faisceaux Stokes en retour. Ces observations sont reportées sur la figure 4.4. La fibre utilisée ici possède une longueur de 30 m, et l'énergie par impulsion du faisceau pompe se situe autour de 150 μJ .

Comme on peut le constater, l'onde Stokes n'est toujours constituée que d'un seul et unique mode de la fibre. Cependant, différents modes ont été obtenus en modifiant

2. La méthode utilisée pour la mesure d'énergie est détaillée dans l'annexe C

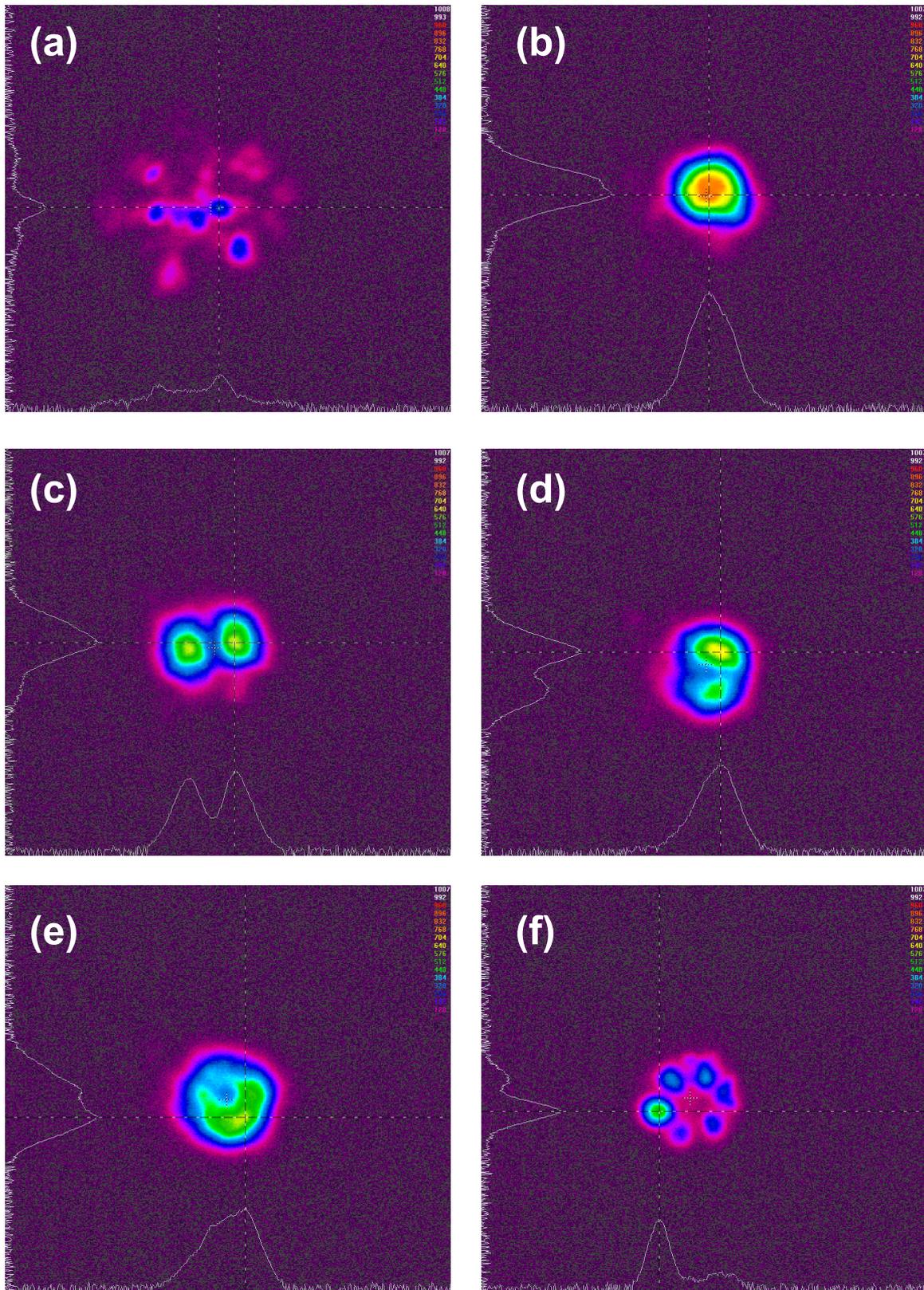


Figure 4.4 – Observations du faisceau Stokes rétrodiffusé, pour une FGI de longueur 30 m et une énergie de pompe de 150 μJ . (a) Réflexion de Fresnel du faisceau pompe; (b) LP_{01} ; (c) LP_{11-x} ; (d) LP_{11-y} ; (e) LP_{11-x+y} ; (f) LP_{31} .

le couplage de l'onde pompe dans la fibre : translations dans le plan focal de la lentille de couplage et défocalisations. Nous avons ainsi observé le mode fondamental de la fibre (mode LP₀₁), et quelques modes d'ordre faible : le mode LP₁₁ aligné horizontalement (LP_{11-x}) ou verticalement (LP_{11-y}), un mode en anneau devant être une combinaison linéaire de deux modes LP₁₁ (LP_{11-x+y}), et un mode LP₃₁. Ces observations confirment le comportement sélectif de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre à gradient d'indice, que nous avons décrit dans le chapitre 2.

Dans le cas d'une fibre longue, seuls les réseaux Brillouin en accord de phase parfait interviennent. Nous avons vu que dans le cas d'une fibre qui ne présentait pas de dégénérescence (chaque mode a sa propre et unique constante de propagation), cela impliquait que les modes propres Brillouin étaient les modes LP eux-mêmes. Si un de ces modes a un gain Brillouin plus important que les autres, alors il devient vite prépondérant en raison de l'amplification Brillouin exponentielle.

Dans le cas général d'une fibre pouvant présenter des dégénérescences, nous avons ensuite déduit le gain Brillouin d'un mode quelconque en supposant qu'il était le seul rétrodiffusé, et en considérant de plus une excitation uniforme des modes de l'onde pompe (équation (2.99)) :

$$g_n = \frac{g_B}{N} \sum_{\{i,j / \beta_i^p = \beta_j^p\}} R_{ijn} \quad (4.1)$$

L'inhomogénéité des facteurs de recouvrement R_{ijn} dans la FGI est alors l'interprétation de la sélection par le gain du mode fondamental de la fibre.

Pour expliquer le comportement constaté expérimentalement de changement du mode Stokes réfléchi en fonction du couplage de l'onde pompe, reformulons l'équation précédente en considérant une excitation non uniforme des modes de l'onde pompe. L'amplitude en entrée de fibre pour chacun des modes de pompe peut alors s'écrire :

$$c_i^p(0) = \alpha_i \sqrt{\frac{P_p(0)}{(2n c \epsilon_0)}} \quad \text{avec} \quad \sum_i |\alpha_i|^2 = 1 \quad (4.2)$$

Les coefficients $|\alpha_i|^2$ représentent la proportion de la puissance de pompe contenue dans le mode i , et rendent ici compte de la non-uniformité de la répartition de puissance sur les modes de la fibre. La relation (4.1) devient donc dans ces conditions :

$$g_n = g_B \sum_{\{i,j / \beta_i^p = \beta_j^p\}} \alpha_i \alpha_j^* R_{ijn} \quad (4.3)$$

Comme nous l'avons vu, les facteurs de recouvrement R_{ijn} favorisent d'une part les modes d'ordre faible de la FGI (voir la figure 2.8). Néanmoins, la modification du couplage de la pompe dans la fibre entraîne une modification des coefficients α_i . Par conséquent, un mode préférentiellement couplé (celui possédant le coefficient α_i le plus grand) peut avoir un gain Brillouin prépondérant et être sélectionné par le processus d'amplification Brillouin. La comparaison des gains Brillouin relatifs donnée dans la relation (2.93) nous a montré qu'une différence de gain de l'ordre de 20% conduit à un rapport 100 entre la puissance

du mode prépondérant et celle du suivant. La sélection par la modification du couplage de l'onde pompe est alors assez sensible entre les modes d'ordre faible. En effet, dans le cas d'une excitation uniforme, la différence de gain Brillouin est relativement faible entre les premiers modes. La modification de couplage nécessaire pour qu'un autre mode soit sélectionné est par conséquent relativement faible. Des expériences similaires utilisant la même FGI, mais avec un faisceau pompe à la longueur d'onde de 1064 nm, n'avaient permis de n'obtenir que le mode LP₁₁ dans un montage de type générateur Brillouin [86].

En ajustant le couplage, il nous est cependant possible de fixer un retour sur le mode Stokes LP₀₁ de manière stable et reproductible. En sortie de montage, nous avons alors mesuré la qualité du faisceau obtenu. Cette mesure est reportée sur la figure 4.5. Nous avons ainsi obtenu une valeur du M^2 de 1,6. Le faisceau est donc très proche de la limite de diffraction. Cette mesure a de plus pu subir un léger biais en raison de la superposition sur l'image de la caméra de la réflexion de Fresnel du faisceau de pompe multimode, comme on peut légèrement le distinguer sur la figure 4.4.

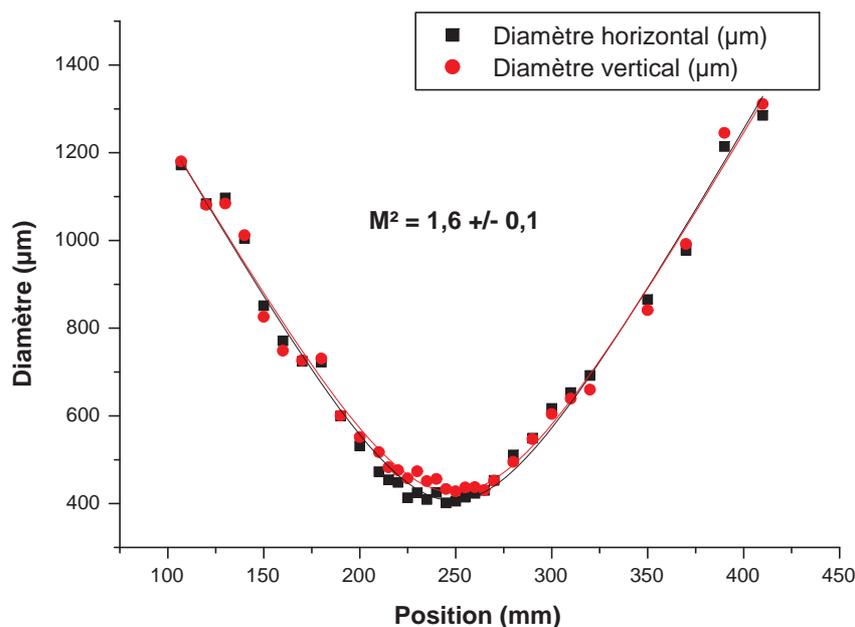


Figure 4.5 – Mesure de la qualité du faisceau Stokes.

4.1.3 Réflectivité

La caractérisation de l'efficacité du nettoyage de faisceau dans ce montage a été faite en mesurant l'énergie incidente sur la fibre Brillouin (via la voie A de la figure 4.3(a)), et l'énergie réfléchi (via la voie B). La longueur de fibre utilisée est de 30 m. L'énergie couplée dans la fibre est déduite de la mesure par le prélèvement et par la mesure de l'efficacité de couplage dans la fibre de 72%. L'énergie réfléchi par effet Brillouin est donné par le prélèvement auquel on soustrait la valeur de la réflexion de Fresnel du faisceau incident.

La figure 4.6 regroupe les points expérimentaux ainsi que la courbe théorique calculée à partir du modèle cohérent à source fluctuante 2.117.

Après le passage par l'isolateur de Faraday, le faisceau pompe couplée dans la fibre est polarisé horizontalement. Cependant, en raison de la propagation multimode à travers les 30 m de fibre, il se dépolarise rapidement. Cette dépolarisation a pu être constatée à faible puissance. C'est pourquoi un gain Brillouin de $g_B = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ a été choisi pour le calcul théorique, valeur admise dans la silice prenant en compte la dépolarisation. On peut constater que les mesures expérimentales sont en bon accord avec le calcul théorique. Pour une énergie couplée de 200 μJ , le faisceau Stokes réfléchi dans le mode fondamental de la fibre Brillouin a une énergie de 80 μJ . Cela représente une réflectivité Brillouin de 40%, pour une efficacité globale de 20%. Le seuil Brillouin est atteint pour une énergie incidente de 50 μJ environ.

La principale limitation du montage réside dans l'isolation optique de la chaîne MOPA. L'utilisation d'un rotateur de Faraday entre deux polariseurs conduit nécessairement ici à la perte de la moitié de la puissance du faisceau pompe.

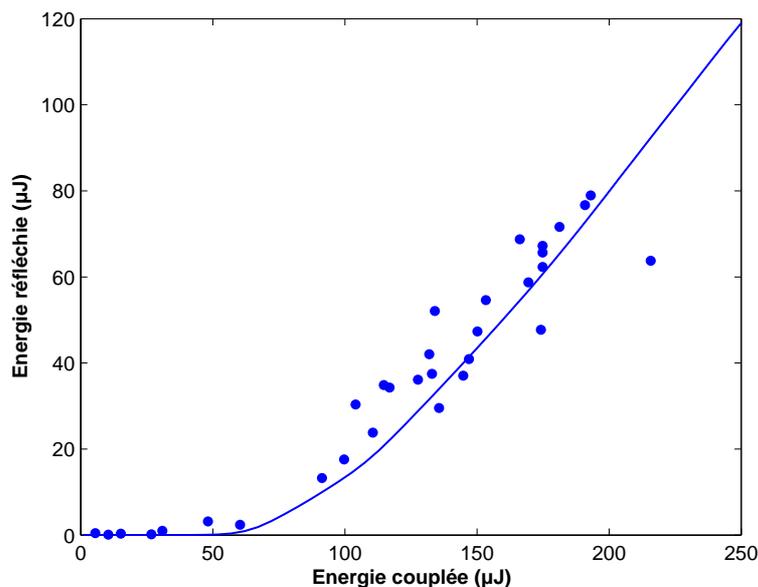


Figure 4.6 – Mesures expérimentales et courbe théorique de l'énergie Stokes réfléchie par la FGI 62,5/0,27 de 30 m de longueur, en fonction de l'énergie de pompe couplée. Le gain Brillouin utilisé dans le calcul est de $g_B = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$, les impulsions incidentes sont de forme gaussienne et de durée 1 μs .

4.1.4 Forme temporelle de l'onde Stokes

La figure 4.7 présente les profils temporels respectifs des impulsions incidente et réfléchie par la fibre Brillouin. Lors de cet enregistrement, l'énergie incidente était de 200 μJ . On constate tout d'abord que l'impulsion Stokes a une durée légèrement inférieure à celle de l'impulsion pompe. À réflectivité modérée, l'effet Brillouin « filtre » en quelque sorte

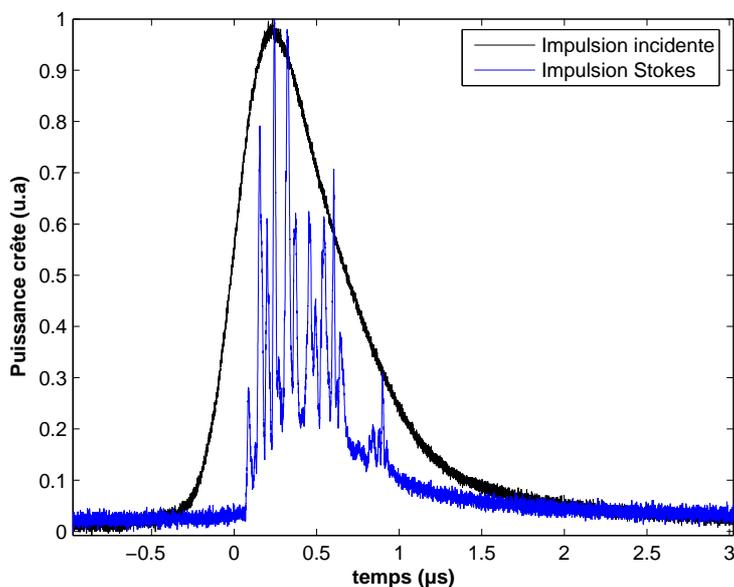


Figure 4.7 – Profil temporel des impulsions incidente et réfléchie, pour une énergie couplée de $200 \mu\text{J}$.

le profil temporel, en ne réfléchissant que la partie de l'impulsion dont la puissance crête dépasse le seuil Brillouin.

Mais le point le plus remarquable est la forte modulation d'intensité que présente l'impulsion réfléchie. Nous avons expliqué dans la section 2.3.3 l'origine de ce comportement par l'initiation de la diffusion Brillouin stimulée par le bruit acoustique d'origine thermique, et distribué tout le long de la fibre. Ces modulations sont reliées à la largeur Brillouin naturelle $\Delta\nu_B$.

Afin de mesurer la largeur spectrale des impulsions réfléchies par DBS, nous avons effectué une mesure de type hétérodyne, en mettant à profit le fait que le faisceau Stokes se superpose à la réflexion de Fresnel du faisceau pompe. L'interférence de ces deux faisceaux donne lieu à un battement dont la fréquence correspond au décalage Brillouin, et la largeur spectrale à celle de l'onde Stokes (en considérant que l'onde pompe est plus fine spectralement, ce qui est le cas). Ce battement peut être mesuré par l'intermédiaire d'un photodiode rapide. Celle que nous avons utilisé présente une bande passante de 20 GHz, et collecte le flux optique via une fibre multimode³, que l'on place directement dans le faisceau en sortie de montage. Le signal électrique est ensuite amplifié afin de disposer de suffisamment de puissance en entrée d'un analyseur de spectre électrique.

Le spectre de battement obtenu pour une énergie incidente de $200 \mu\text{J}$ est reporté sur la figure 4.8. La fréquence mesurée est de 9,77 GHz. Cela correspond au décalage Brillouin pour la FGI utilisée, proche des 10 GHz attendus. La largeur spectrale à mi-hauteur (-3 dB) de ce battement est de 20 MHz. L'évolution de la largeur Brillouin avec la

3. C'est d'ailleurs la même fibre que pour notre convertisseur de faisceau : FGI 62,5/0,27...

puissance de pompe n'a pas pu être mesurée, car le seuil Brillouin est relativement haut. Une mesure convenable du même type que celle effectuée sur une fibre monomode (voir les figures 2.17 et 2.18) demanderait l'utilisation d'une source continue de plusieurs watts pour une fibre de plusieurs kilomètres de longueur. Cependant, nous pouvons attendre le même comportement, à savoir une réduction par le gain de la largeur spectrale en $G^{-1/2}$, selon la relation (2.118). Avec un seuil Brillouin autour de $50 \mu\text{J}$, cela conduit à une estimation de la largeur Brillouin spontanée de $\Delta\nu_B \approx 200 \text{ MHz}$. Cette valeur peut paraître sensiblement supérieure à la valeur pour une fibre monomode (60 MHz estimée par notre mesure). Il est possible que cette largeur soit liée à l'ouverture numérique importante de la fibre (0,27) comme le suggère certains travaux expérimentaux [97].

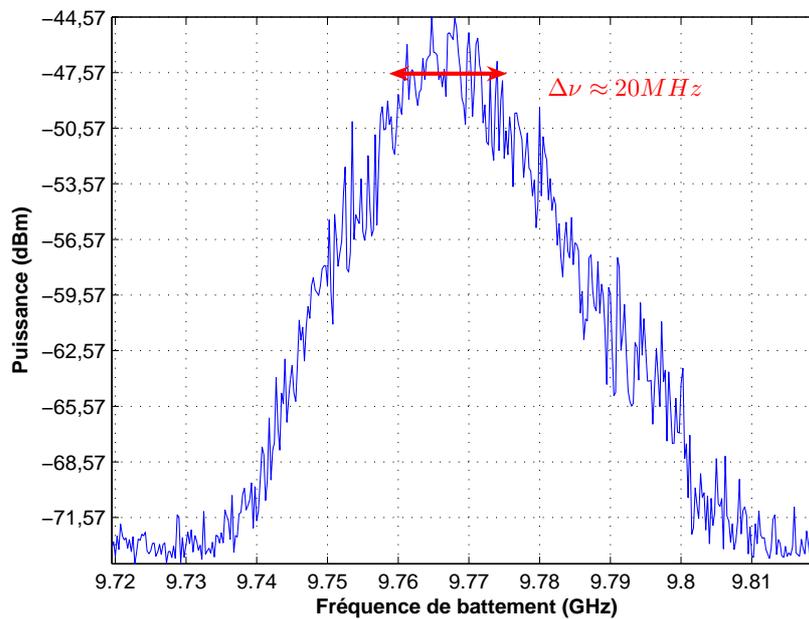


Figure 4.8 – Spectre de battement entre onde Stokes et onde pompe, pour une énergie couplée de $200 \mu\text{J}$.

4.2 Amplificateur Brillouin

L'obtention d'une onde Stokes portée par le mode fondamental de la FGI confirme l'intérêt du montage précédent pour réaliser la fonction de nettoyage d'un faisceau aberrant issu d'une chaîne MOPA à fibre multimode. Cependant, les impulsions obtenues sont clairement inexploitable pour une application requérant de la résolution spectrale.

Nous nous proposons donc de réaliser un étage de remise en forme de faisceau, injecté, selon le schéma général de la figure 4.1 dans lequel une sonde Stokes monomode et monofréquence est amplifiée par DBS dans une fibre pompée par un faisceau multimode et intense. L'implantation de notre montage expérimental est décrite sur la figure 4.9. Il s'agit de la même configuration que précédemment dans laquelle est ajoutée l'injection à l'autre extrémité de la fibre Brillouin.

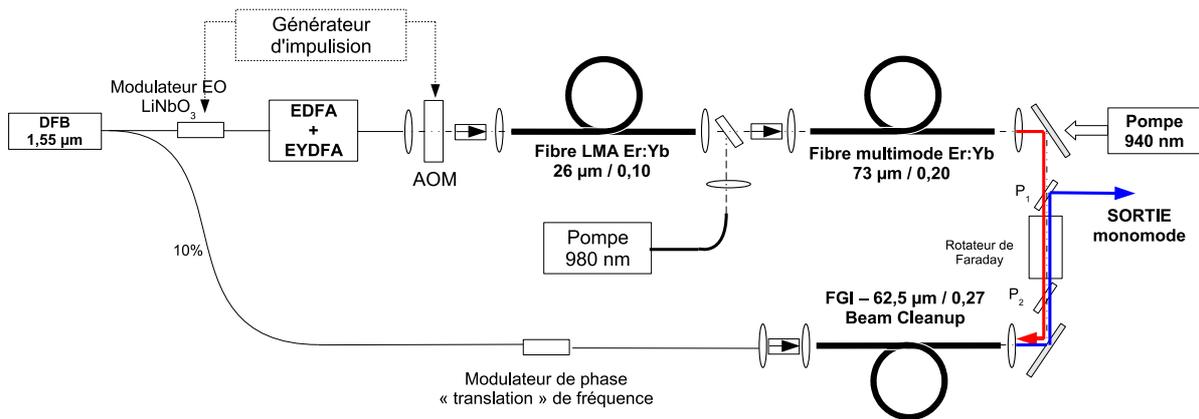


Figure 4.9 – Chaîne laser MOPA à fibre multimode suivie d’un étage de nettoyage de faisceau de type amplificateur Brillouin.

4.2.1 Formation de la sonde Stokes

La sonde est obtenue directement à partir de la source DFB primaire : un coupleur 10/90 permet le prélèvement de 10% de sa puissance. Nous avons choisi d’utiliser une sonde continue. Ce prélèvement a donc lieu directement en sortie de DFB, avant sa modulation d’intensité formant les impulsions laser. Ce choix a principalement été guidé par la gestion simplifiée d’une onde continue, qui ne requière aucune synchronisation avec les impulsions de l’onde pompe.

Pour former une sonde Stokes, le prélèvement doit ensuite être décalée de $\Delta\nu_B$ vers les fréquences basses. Pour ce faire, nous avons utilisé un modulateur de phase électro-optique. Ce type de modulateur possède une bande passante élevée (plusieurs dizaines de GHz) et présente des tensions de commandes basses (quelques volts). Celui mis en place est un modulateur de chez *Photline* et a une bande passante de 20 GHz, suffisante vis à vis du décalage Brillouin de 10 GHz. La figure 4.10 rappelle le fonctionnement d’un modulateur de phase. Une tension de commande appliquée entre les électrodes du cristal électro-optique (EO) module l’indice de celui-ci et par conséquent la phase de l’onde optique qui le traverse. En considérant une modulation sinusoïdale, le champ électrique en sortie du modulateur s’exprime :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega t} e^{i(\Phi_0 + \gamma \cos(\omega_{RF} t))} \quad (4.4)$$

avec ω_{RF} la pulsation de modulation hyperfréquence, Φ_0 un biais de phase, et γ la pro-

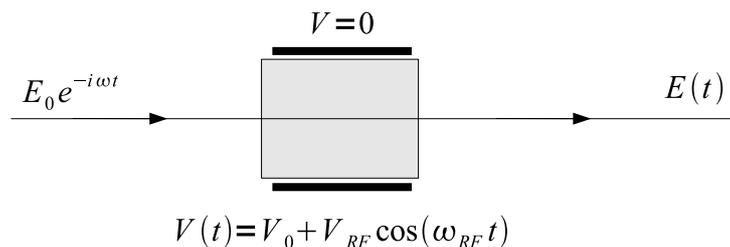


Figure 4.10 – Fonctionnement d’un modulateur de phase.

fondeur de la modulation de phase, donnée par :

$$\gamma = \pi \frac{V_{RF}}{V_\pi} \quad (4.5)$$

où V_{RF} est l'amplitude en tension de la modulation, et V_π la tension demi-onde, tension qui correspond à un déphasage de π de l'onde incidente.

En décomposant l'expression (4.4) à l'aide des fonctions de Bessel, on fait apparaître l'ensemble des harmoniques créées par la modulation sinusoïdale :

$$E(t) = E_0 e^{i\Phi_0} \left[\underbrace{J_0(\gamma) e^{-i\omega t}}_{\text{Ordre 0}} + \sum_{p=1}^{\infty} i^p J_p(\gamma) \left(\underbrace{e^{-i(\omega - p\omega_{RF})t}}_{\text{Ordre -p}} + \underbrace{e^{-i(\omega + p\omega_{RF})t}}_{\text{Ordre p}} \right) \right] \quad (4.6)$$

L'ordre 0 contient donc une puissance relative de $|J_0(\gamma)|^2$, et l'ordre p $|J_p(\gamma)|^2$. Il est donc en théorie possible d'annuler l'ordre 0 pour $\gamma = 2, 4$, et de maximiser l'ordre 1 pour $\gamma = 1, 8$.

En pratique, compte tenu des imperfections du modulateur, l'ordre 0 n'est jamais éteint. En sortie du modulateur de phase, nous avons donc mesuré expérimentalement la puissance contenue dans le pic Stokes, de la façon suivante. Pour une puissance de modulation donnée ($P_{RF} = V_{RF}^2/R$), le spectre optique est enregistré. La hauteur de chaque pic donne alors directement sa puissance, car la largeur des pics est inférieure à la résolution de l'analyseur de spectre.

La figure 4.11 reporte les spectres obtenus, pour une modulation à 10,3 GHz. Jusqu'à une puissance de modulation de 25 dBm ($V_{RF} \approx 4$ V), l'ordre 0 ne disparaît pas mais sa puissance diminue de 55%. La puissance contenue dans le pic Stokes (ordre -1) quant à elle atteint jusqu'à 25% environ de la puissance totale du faisceau, comme l'indique la mesure de la figure 4.12.

La modulation sinusoïdale que nous appliquons au modulateur de phase est donc à l'origine de nombreux ordres. Par conséquent, une partie non négligeable de puissance optique de la sonde est perdue après cette étape de modulation de phase. Si d'autres formes de modulation, comme par exemple une rampe de tension, permettraient de limiter grandement les ordres supérieurs, elles demanderaient une bande passante très grande au synthétiseur hyperfréquence qui commande le modulateur. C'est pourquoi nous avons conservé ce montage pour la formation de l'onde Stokes.

Par ailleurs, il est important de signaler que dans ce signal relativement complexe utilisé comme sonde pour l'interaction Brillouin, seul le pic Stokes va intervenir. C'est en effet le seul à pouvoir présenter un accord de phase avec l'onde pompe multimode : le pic non décalé et le pic anti-Stokes ne se propagent pas dans la bonne direction pour interagir avec la pompe, et les pics d'ordres supérieurs sont loin d'être suffisamment puissants. Telle quelle, la modulation de phase effectuée est donc tout à fait utilisable comme une « translation de fréquence », même si ce n'en est pas rigoureusement une.

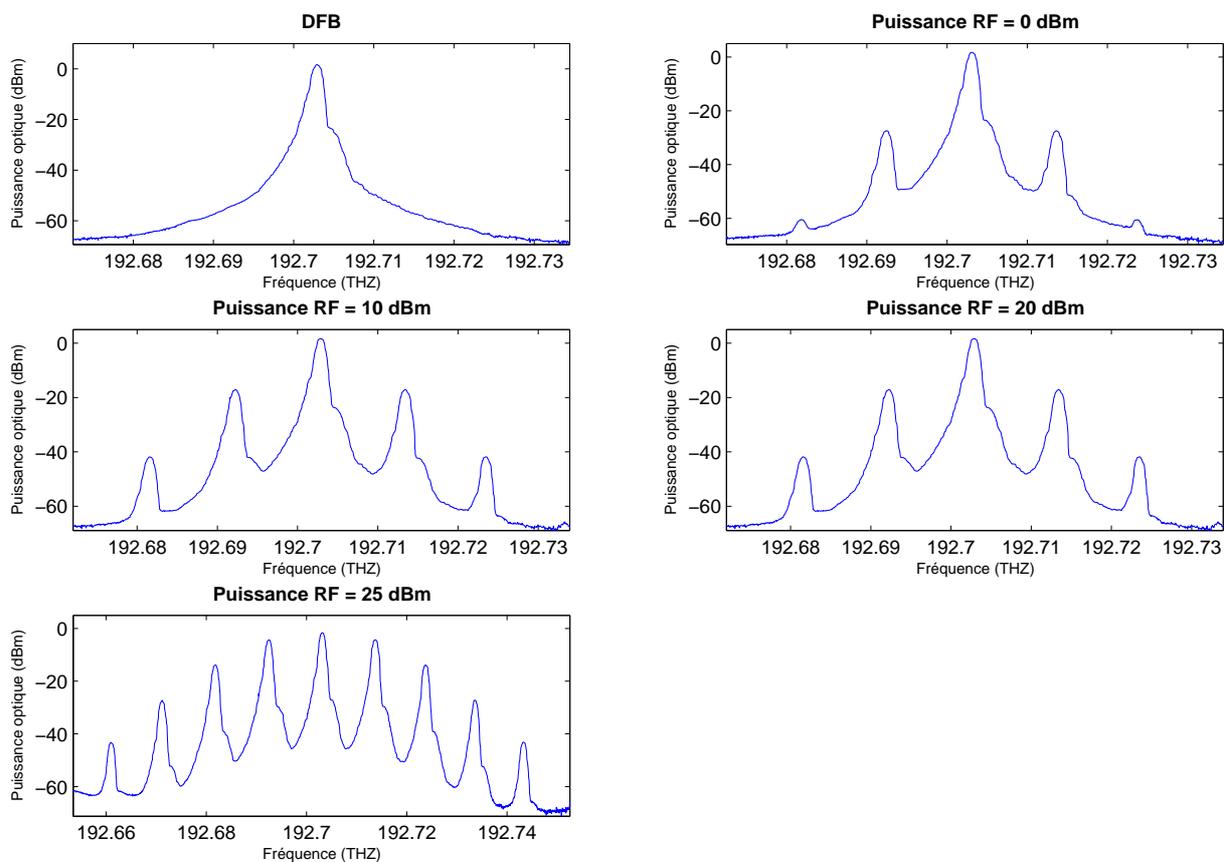


Figure 4.11 – Spectres optiques en sortie du modulateur de phase pour différentes puissance de modulation.

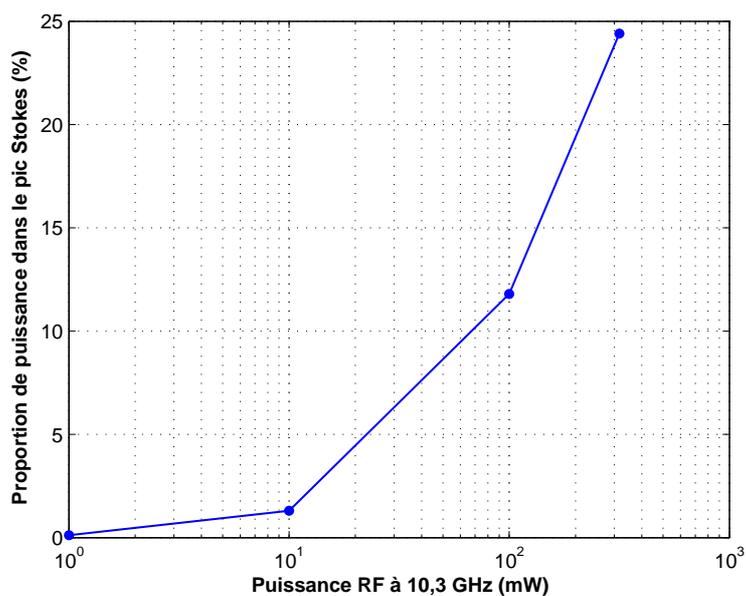


Figure 4.12 – Puissance contenue dans le pic Stokes, en fonction de la puissance de la modulation hyperfréquence.

Avec une puissance maximale de la source DFB de 60 mW environ, et en considérant les différentes pertes pour générer la sonde Stokes (coupleur, connecteurs fibrés, pertes d'insertion du modulateur), nous disposons de moins de 1 mW de puissance dans le pic Stokes. Avant le couplage dans la fibre Brillouin et les pertes associées, cela est juste pour effectuer nos expériences d'amplification Brillouin. Un EDFA (non représenté sur la figure 4.9) a donc été ajouté après le modulateur de phase pour augmenter la puissance de la sonde.

4.2.2 Injection monomode dans la FGI

Afin de préserver le bénéfice du nettoyage de faisceau dans la fibre Brillouin, la sonde Stokes ne doit être couplée que dans le mode fondamental de la FGI. En effet, un couplage dans d'autres modes aurait pour conséquences de les favoriser dans l'interaction Brillouin. Vis à vis du nettoyage de faisceau, l'injection d'une sonde n'a donc d'intérêt que si elle se fait soit dans le mode fondamental, soit de façon uniforme sur tous les modes de la fibre.

Le couplage sélectif d'un mode de fibre multimode est une problématique apparue avec les fibres optiques elles-mêmes. Et nous avons vu au cours du chapitre 1 qu'elle est toujours d'actualité dans le but d'obtenir de bonnes qualités de faisceau avec des fibres amplificatrices multimodes.

Pour injecter un mode donné, la première méthode efficace consiste à envoyer une onde plane suivant un angle d'incidence précis avec le cœur de la fibre. Le couplage peut alors être simplifié et amélioré par une méthode de type holographique [104]. Des coupleurs basés sur ce principe d'holographie sont aujourd'hui utilisés pour adresser un mode d'ordre élevé dans une fibre amplificatrice [58].

Le point important dans le couplage sélectif est par ailleurs le maintien du mode couplé au cours de sa propagation. Les tensions, courbures et torsions de la fibres sont en effet à l'origine d'un mélange des modes. Les déformations de la fibre ont pour effet de modifier localement l'indice effectif de la fibre. Deux modes ayant des constantes de propagation dont l'écart correspond à cette variation d'indice effectif peuvent alors se coupler. De proche en proche, le mélange de modes peut rapidement devenir très important. C'est notamment le cas dans les fibres multimodes à saut d'indice car la répartition des constantes de propagation présente une grande diversité de différence d'indices effectifs, ce qui favorise le mélange de modes.

Dans une fibre à gradient d'indice en revanche, les constantes de propagation sont régulièrement espacées, selon la relation (A.47). Il est démontré théoriquement et expérimentalement [105] que la propagation du mode fondamental d'une FGI est très peu sensible aux macro-courbures, si le rayon de celles-ci est supérieur à une valeur limite (correspondant à l'écart constant entre les indices effectifs des modes).

Nous avons vérifié expérimentalement le maintien du mode fondamental dans notre FGI. la sonde est injectée à travers un télescope qui permet l'adaptation du diamètre du mode fondamental d'une fibre SMF28 (environ 10 μm) à celui de la FGI (environ 20 μm).

Les meilleurs résultats ont été obtenus avec un couple d'objectifs de microscope de focales respectives 11 mm et 16 mm. L'injection sélective est contrôlée par une caméra CCD en sortie de fibre, permettant également la mesure du M^2 après la création d'une caustique suivant le montage de la figure 4.13.

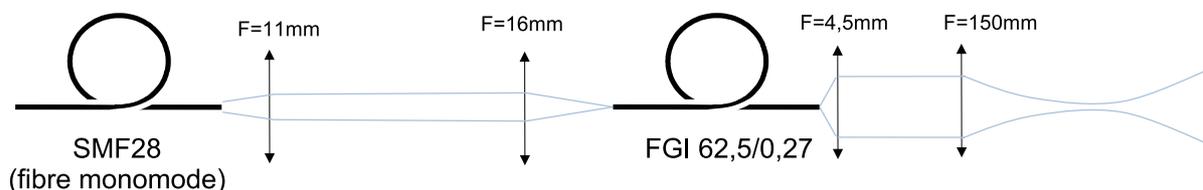
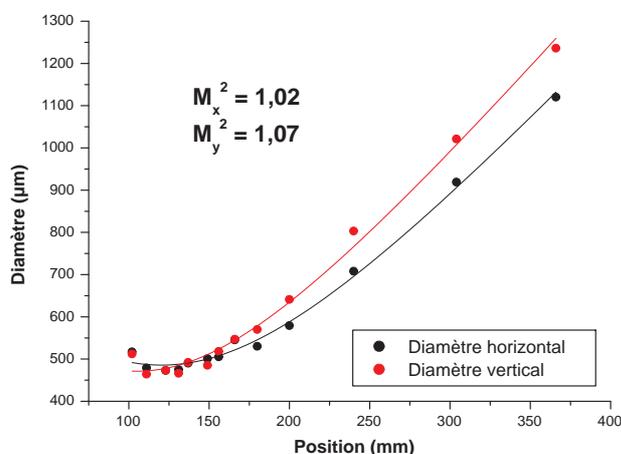
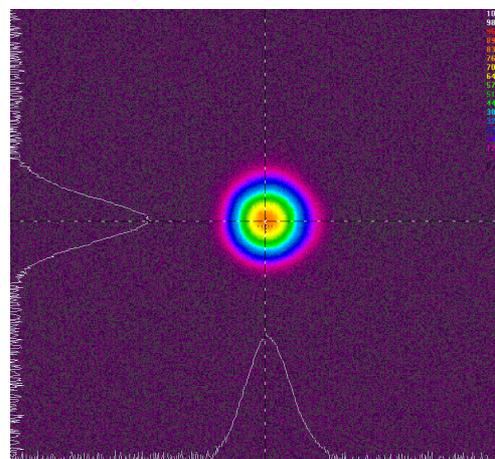


Figure 4.13 – Montage expérimental de couplage monomode dans la FGI, et de mesure du M^2 en sortie.

Grâce à l'adaptation du diamètre de mode, l'injection sélective se fait en réglant la position transverse de la FGI. Bien que ce réglage doit être fait avec précaution, il s'obtient sans trop de difficultés. Les résultats obtenus pour une longueur de fibre de 5 m sont présentés sur la figure 4.14. Comme on peut le constater, le mode LP_{01} est très bien conservé, avec un M^2 mesuré de 1,07. Nous avons également pu vérifier que le mode en sortie n'était pas modifié en enroulant la fibre sur un diamètre de 6 cm.



(a) Mesure de qualité de faisceau.



(b) Profil du mode LP_{01} en sortie.

Figure 4.14 – Caractérisations de l'injection sélective du mode fondamental de la FGI 62,5/0,27 pour une longueur de 5 m.

4.2.3 Largeur spectrale de l'onde Stokes amplifiée

Ajustement du décalage Brillouin

L'amplification d'une sonde Stokes a été étudiée de façon théorique dans la section 2.4. Nous avons alors vu que la fréquence de la sonde devait être ajustée finement dans la bande de gain Brillouin afin que la conservation de la largeur de raie soit optimale. Un décalage

de quelques MHz permet, d'après les calculs, à la diffusion spontanée d'être suffisamment amplifiée pour élargir le spectre et provoquer des modulations d'intensité sur le profil temporel de l'impulsion.

Expérimentalement, nous avons donc ajusté la fréquence de la sonde en observant le battement de fréquence entre l'onde pompe et l'onde Stokes. Pour une énergie incidente donnée, nous avons fait varier la fréquence de décalage appliquée au modulateur de phase, et nous avons enregistré le spectre de battement obtenu. Pour cette mesure, l'énergie incidente dans la FGI est de $200 \mu\text{J}$ environ, et la sonde Stokes possède une puissance de 8 mW. La figure 4.15 expose les résultats obtenus.

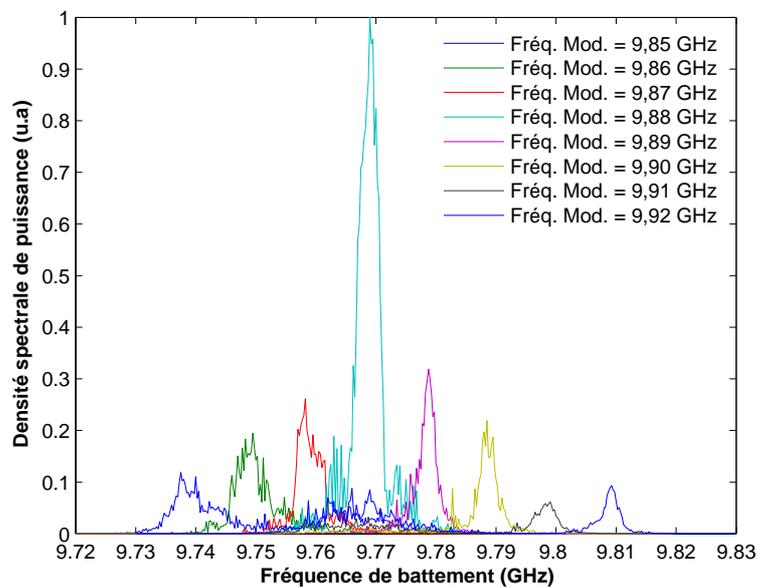


Figure 4.15 – Spectres de battements entre onde pompe et Stokes, pour différentes valeurs du décalage en fréquence de la sonde.

Lorsque la fréquence de la sonde est centrée sur la bande de gain Brillouin, le battement observé à la photodiode voit sa densité spectrale de puissance augmenter, mettant en évidence l'amplification de la sonde par l'onde pompe. On peut constater sur la figure 4.15 que le maximum de transfert d'énergie se produit pour une fréquence de modulation de 9,88 GHz. Le battement associé se produit à la fréquence de 9,77 GHz environ. Cette différence de fréquence s'explique par le fait que l'onde pompe a subi un décalage de fréquence dans la chaîne amplificatrice MOPA lors de son passage à travers le modulateur acousto-optique. La fréquence de commande de l'AOM étant de 111 MHz, on retrouve donc ici ce décalage. On retrouve par ailleurs le décalage Brillouin de 9,77 GHz qui avait été précédemment mesuré pour le montage générateur.

Largeur spectrale

Pour ce point de fonctionnement, nous avons enregistré le spectre de battement avec une meilleure résolution afin d'estimer la largeur de raie de l'onde Stokes amplifiée. La

figure 4.16 présente cette mesure.

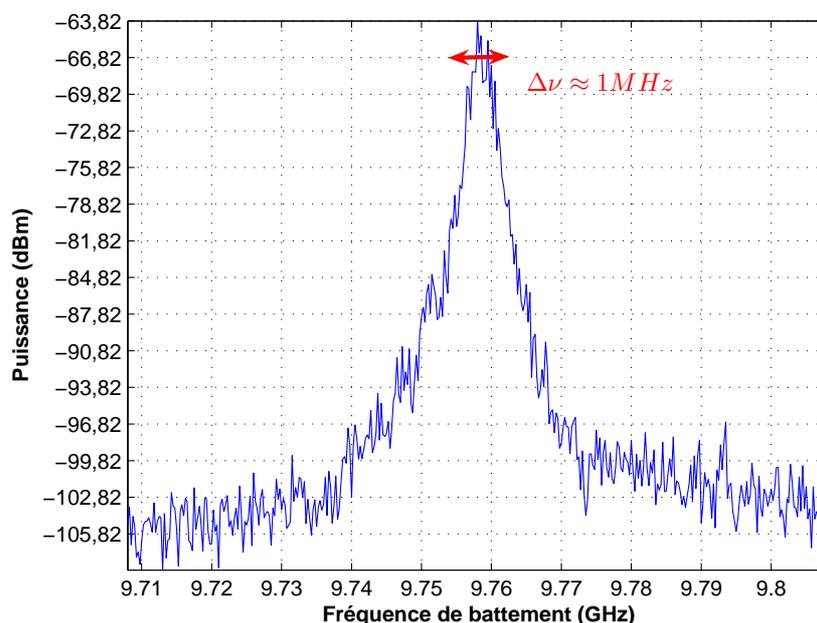


Figure 4.16 – Spectre de battement entre onde Stokes et onde pompe, pour une énergie couplée de $200\ \mu\text{J}$, et une sonde de puissance $8\ \text{mW}$.

La largeur spectrale à mi-hauteur du battement est d'environ $1\ \text{MHz}$. Cela correspond donc bien à la largeur attendue pour une impulsion de durée $1\ \mu\text{s}$. Une fois centrée, la sonde Stokes est donc amplifiée par la DBS en prenant le pas sur la diffusion spontanée. Comparé au spectre obtenu dans le cas du générateur Brillouin (figure 4.8), on constate ici clairement l'apport de l'amplification : au même point de fonctionnement, la largeur de raie de l'onde Stokes est diminuée de $20\ \text{MHz}$ à environ $1\ \text{MHz}$.

Profil temporel de l'impulsion

Enfin, la figure 4.17 illustre l'effet de l'injection sur le profil de l'impulsion réfléchie. Les conditions de cette mesure correspondent au même point de fonctionnement : énergie incidente de $200\ \mu\text{J}$ pour une puissance de sonde de $8\ \text{mW}$. L'impulsion obtenue est très nettement « lissée » par rapport à celle que l'on avait obtenu précédemment. Seules quelques légères modulations sont encore présentes, très probablement dues à une compétition entre la sonde et la diffusion spontanée. Ces modulations devraient disparaître à plus haute réflectivité.

Pour obtenir les résultats que nous venons de présenter, nous pouvons remarquer qu'il a fallu injecter une sonde de puissance $8\ \text{mW}$. C'est une puissance plus importante que celles qui avaient été prises en compte dans le cadre des simulations. Cependant, l'énergie incidente utilisée dans les calculs était plus importante : nous avons en effet considéré une énergie incidente de $1\ \text{mJ}$. Nous allons voir dans le paragraphe qui suit, que les résultats obtenus restent en bon accord avec ce que nous pouvons calculer avec le modèle (2.117).

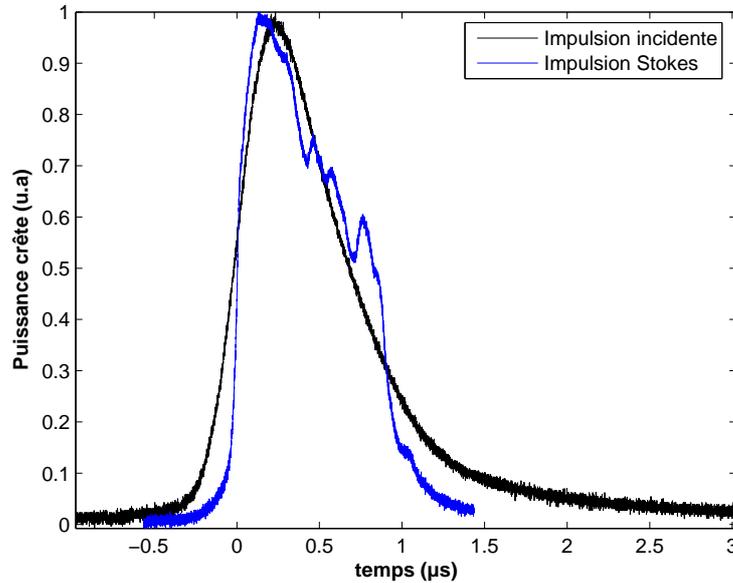


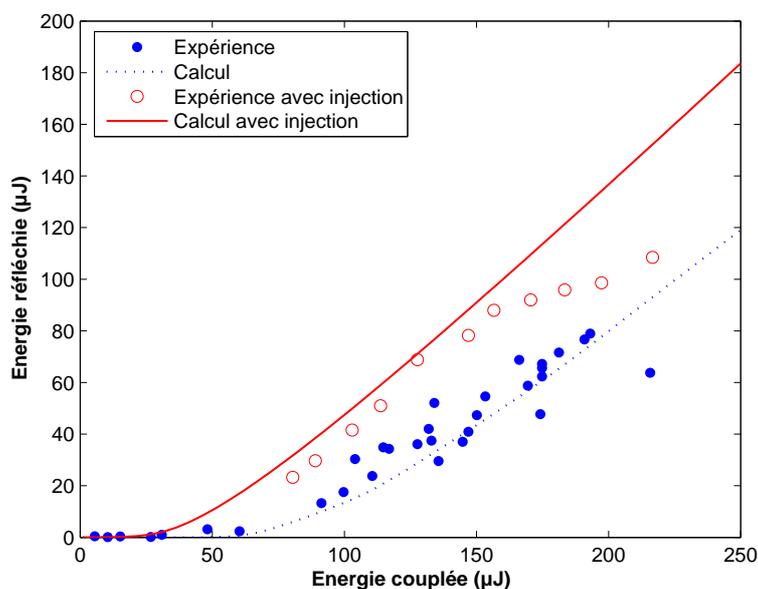
Figure 4.17 – Profil temporel des impulsions pompe et Stokes, pour une énergie couplée de $200 \mu\text{J}$, et une sonde de puissance 8 mW .

4.2.4 Réflectivité

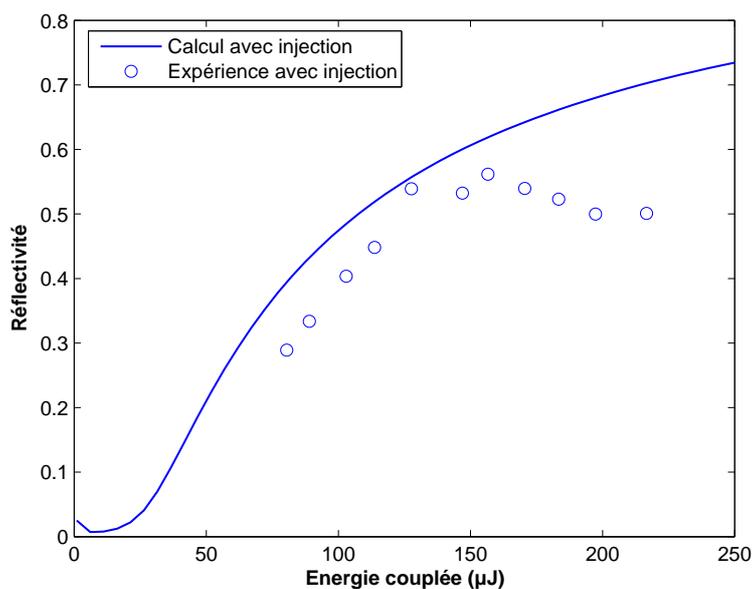
La figure 4.18 présente les résultats obtenus en terme d'efficacité de conversion du faisceau incident multimode vers la sonde Stokes monomode. Sur ce graphe, nous avons superposé les prévisions du calcul effectué en prenant en compte les conditions expérimentales : une sonde de puissance 8 mW . Nous avons également rappelé les résultats que nous avons obtenus dans le cas du générateur Brillouin.

Comme prévu, l'injection de la sonde permet d'augmenter légèrement l'énergie réfléchie. La présence d'une onde Stokes continue diminue en effet l'énergie de pompe nécessaire pour inscrire des réseaux Brillouin dans la fibre. L'onde pompe transfère alors son énergie à la sonde à partir d'une énergie plus faible, comme nous l'avons décrit précédemment. L'écart entre les derniers points expérimentaux et le calcul doit s'expliquer par une baisse de la puissance de sonde injectée dans la fibre : la polarisation de la sonde variant légèrement à la traversée de l'EDFA qui l'amplifie au niveau de 8 mW , la transmission de l'isolateur a dû baisser au cours de la mesure.

D'après ces résultats, le schéma d'amplification Brillouin est conforme à nos attentes. Tout d'abord, la complexité du montage n'est pas augmentée à outrance. La translation de fréquence à l'aide d'un modulateur de phase est simple à obtenir, et pour des conditions expérimentales données (principalement la température de la fibre) le décalage Brillouin est fixe. De même, le couplage sélectif du mode fondamental de la FGI est assez robuste, grâce aux propriétés de propagation dans les fibres à gradient d'indice. Enfin, nous avons démontré un nettoyage de faisceau efficace qui convertit 50% de l'énergie incidente d'un faisceau multimode en un faisceau monomode tout en conservant sa pureté spectrale.



(a) Énergie réfléchie en fonction de l'énergie incidente.



(b) Réflectivité en fonction de l'énergie incidente.

Figure 4.18 – Efficacité de conversion du montage amplificateur Brillouin.

La limitation du montage tel que présenté tient principalement dans l'isolation de la chaîne MOPA avant l'étage de remise en forme. Elle est en effet la source d'une perte de 50% de l'énergie du faisceau multimode incident. La section suivante va alors traiter de l'étude d'un montage de recyclage de la polarisation, afin d'augmenter l'efficacité globale du convertisseur de faisceau.

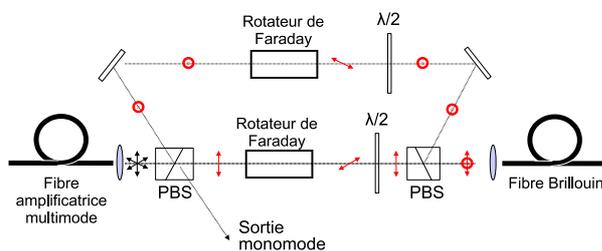
4.3 Recyclage de la polarisation de la pompe

Dans le schéma de la figure 4.9, l'isolateur de Faraday a un double rôle. Le premier est d'isoler le dernier amplificateur de la chaîne MOPA d'un retour optique qui le perturberait ; et le second est d'extraire le faisceau Stokes réfléchi par effet Brillouin, pour constituer la sortie du montage.

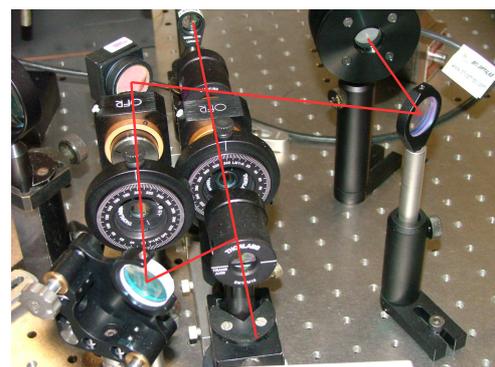
Deux problèmes liés à la polarisation des faisceaux peuvent alors être notés. Tout d'abord, le fait que le faisceau de sortie de la chaîne MOPA soit dépolarisé entraîne une perte de 50% de l'énergie à la traversé de cet isolateur. Deuxièmement, la polarisation du faisceau Stokes réfléchi doit être analysée afin que l'extraction soit la plus efficace possible. Nous nous proposons donc dans cette partie de traiter ces deux points, dans le but d'améliorer l'efficacité globale du système de remise en forme de faisceau.

4.3.1 Montage expérimental

Afin d'augmenter l'efficacité de couplage du faisceau multimode dans la fibre Brillouin, nous avons mis en place un isolateur indépendant de la polarisation. Cette configuration a déjà été proposée et étudiée lors de travaux russes sur les miroirs Brillouin à conjugaison de phase [106]. Le montage utilisé est représenté sur la figure 4.19. La sortie multimode et dépolarisée de l'amplificateur de puissance est séparée en deux voies par un cube séparateur de polarisations (PBS). Sur chacune des voies est ensuite placé un rotateur de Faraday, tournant les polarisations rectilignes de 45° . Les voies sont enfin recombinaées à travers un second PBS, après un ajustement de l'orientation respective des deux polarisations à l'aide de lames demi-ondes ($\lambda/2$). En sortie de cet isolateur, on retrouve finalement un faisceau dépolarisé, les deux polarisations orthogonales étant séparément isolées.



(a) Schéma de principe.



(b) Photo du montage.

Figure 4.19 – Isolateur indépendant de la polarisation.

À partir de ce montage, nous avons alors mesuré l'efficacité de couplage de l'onde pompe dans la FGI, selon la polarisation incidente.

- La polarisation horizontale est couplée avec une efficacité de 70%. On retrouve ici la valeur mesurée précédemment.

- La polarisation verticale est quant à elle couplée avec une efficacité de 40%. Ce couplage est moins bon en raison de la longueur de propagation supplémentaire que subit le faisceau multimode.

Avec la moitié de la puissance sur chacun des bras de l'isolateur, l'efficacité de couplage globale est donc de 55% ($0,5 \times (0,4 + 0,7)$). Bien que nous ayons gagné 20%, ce couplage n'est pas encore optimum.

4.3.2 Résultats pour le générateur Brillouin

En premier lieu, nous avons testé ce schéma de recyclage de polarisation avec le montage de type générateur Brillouin. Les résultats concernant l'énergie réfléchie sont donnés sur la figure 4.20. Nous pouvons donc constater qu'avec une énergie incidente plus importante, l'énergie réfléchie l'est aussi. Nous avons ainsi obtenu jusqu'à $160 \mu\text{J}$ par impulsion dans le faisceau Stokes monomode, pour un énergie couplée de $320 \mu\text{J}$, soit une réflectivité de 50%.

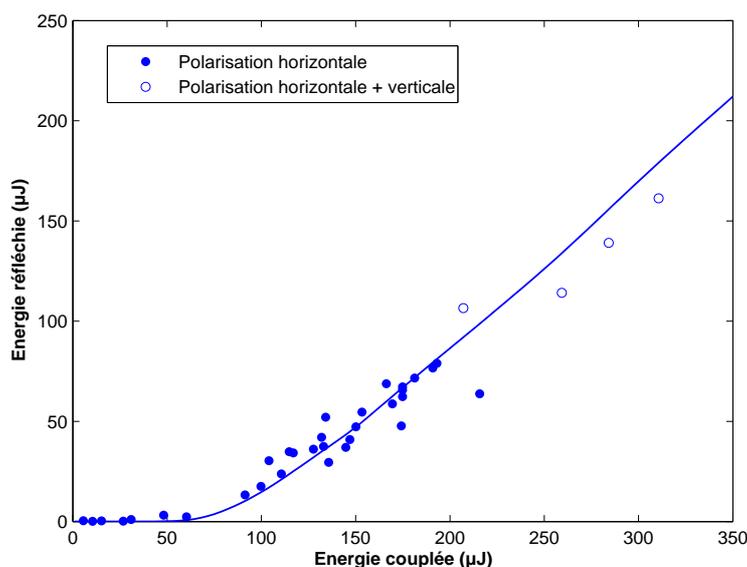


Figure 4.20 – Énergie réfléchie en fonction de l'énergie incidente, pour un couplage des deux polarisations de l'onde pompe.

Le fait de coupler les deux polarisations de l'onde pompe équivaut ici à injecter une onde pompe dépolarisée dans la fibre Brillouin. On peut alors voir sur le graphe que les résultats expérimentaux sont aussi en bon accord avec le calcul théorique effectué précédemment. Nous pouvons rappeler ici que ce calcul a été mené en considérant un gain Brillouin de $g_B = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ pour rendre compte de la dépolarisation de l'onde pompe lors de sa propagation dans la fibre Brillouin. L'injection d'une onde pompe dépolarisée ne modifie donc pas le comportement de l'interaction Brillouin : l'onde pompe est dépolarisée dans la fibre de toute manière ; et le calcul reste donc tout à fait valable.

4.3.3 Étude de l'amplificateur

Dans le montage générateur précédent, l'onde Stokes obtenue est cependant dépolarisée, de même que l'onde pompe. Nous étudions donc à présent un montage d'amplification Brillouin qui permet d'obtenir une sonde polarisée, amplifiée par une onde pompe dépolarisée.

Polarisation de la sonde

Afin d'obtenir une onde Stokes amplifiée et polarisée, il convient tout d'abord de vérifier la possibilité de propager dans la fibre Brillouin une sonde monomode et polarisée. Cela n'est a priori pas facile à obtenir. En effet, la propagation à maintien de polarisation nécessite en général l'utilisation de fibres monomodes de forte biréfringence dites fibres à maintien de polarisation (PM) : la forte biréfringence permet de limiter le couplage entre deux états de polarisations rectilignes à conditions que l'onde incidente soit couplée dans un des axes propres de la fibre.

La FGI qui propage la sonde est loin de pouvoir satisfaire ces conditions. Cependant nous avons testé la propagation d'une onde polarisée rectilignement avec le montage de la figure 4.21. Une lame demi-onde permet l'orientation de la polarisation incidente de l'onde couplée dans la FGI. En sortie de fibre, un polarimètre mesure l'état de polarisation complet de l'onde. L'état de polarisation de l'onde est alors donné dans la représentation de Stokes, pouvant rendre compte de faisceaux partiellement polarisés, à travers le vecteur :

$$\mathbf{S} = \begin{cases} S_0 = I_x + I_y = I_0 \\ S_1 = I_x - I_y \\ S_2 = I_{45} - I_{-45} \\ S_3 = I_G - I_D \end{cases} \quad (4.7)$$

où S_0 représente l'intensité totale du faisceau, S_1 la différence d'intensité entre les fractions polarisées rectilignement horizontale et verticale, S_2 la différence d'intensité entre les fractions polarisées rectilignement à 45° et à -45° , et S_3 la différence d'intensité entre les fractions polarisées circulaire gauche ou droite. La polarisation du faisceau est alors totalement caractérisée par les paramètres (S_1, S_2, S_3) qui permettent la représentation classique sur la sphère de Poincaré, tandis que S_0 permet de rendre compte du degré de polarisation du faisceau, DOP , que l'on définit par :

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (4.8)$$

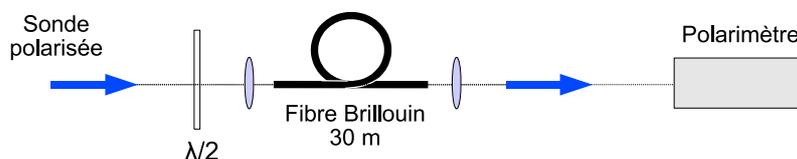
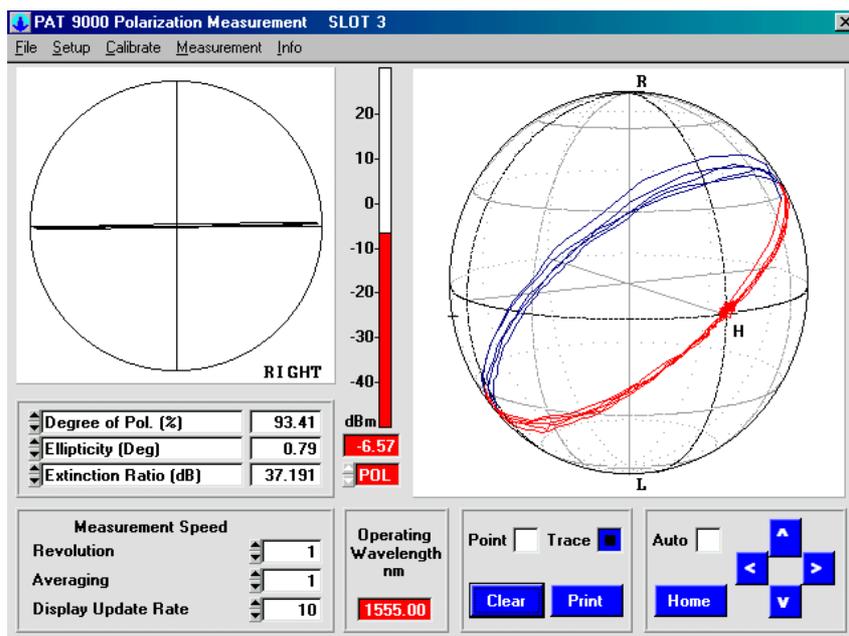
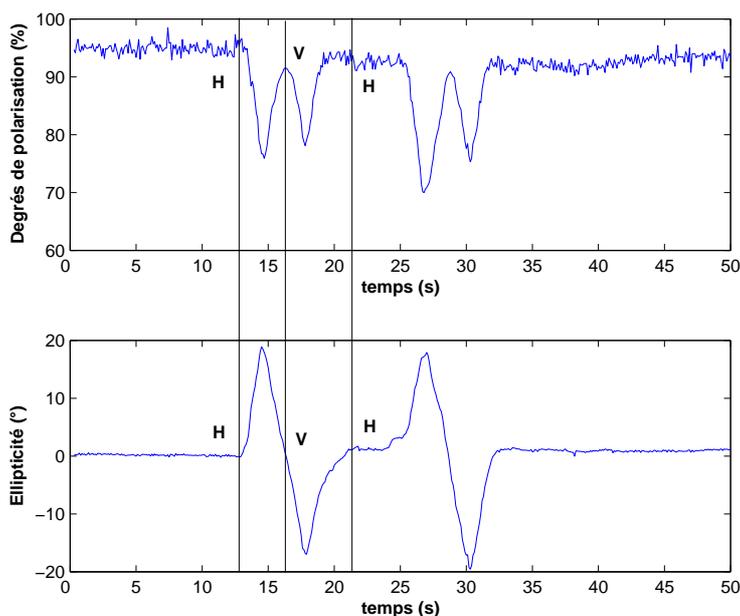


Figure 4.21 – Montage d'analyse de la polarisation de l'onde sonde.

La figure 4.22 présente les mesure effectuées en injectant une sonde polarisée rectilignement dans le mode fondamental de la FGI de 30 m de longueur, et en faisant varier l'orientation de la lame $\lambda/2$. La figure 4.22(a) montre la trajectoire de polarisation sur la sphère de Poincaré, tandis que la figure 4.22(b) montre l'évolution du degré de polarisation ainsi que de l'ellipticité lors de la rotation de la lame (enregistrée en fonction du temps).



(a) Évolution de l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré.



(b) Évolution de l'état de polarisation : degré de polarisation et ellipticité.

Figure 4.22 – Analyse de la polarisation de l'onde sonde.

On constate que pour l'orientation initiale de la lame d'onde, la polarisation de l'onde sonde en sortie est rectiligne horizontale (H) avec un degré de polarisation supérieur à 95%. Avec une rotation de 90° de la lame $\lambda/2$, on suit alors une trajectoire circulaire sur la sphère de Poincaré, passant par l'état rectiligne vertical (V). Lors de cette rotation, le degré de polarisation chute étonnamment autour de 70 à 80%. Ces mesures indiquent que la fibre se comporte en première approximation comme une lame d'onde avec deux axes propres pouvant maintenir une polarisation rectiligne. Lorsqu'une polarisation incidente n'est pas orientée suivant ces axes, la polarisation en sortie est elliptique (20° d'ellipticité), et le faisceau subit une légère dépolarisation.

La même analyse est ensuite conduite en injectant en entrée de fibre l'onde pompe multimode. La figure 4.23 présente l'évolution du degré de polarisation et de l'ellipticité de l'onde sonde avant et après mise en fonctionnement de la pompe, et selon l'orientation de la lame $\lambda/2$ d'injection de l'onde sonde. La présence de la pompe fait en premier lieu chuter le degré de polarisation mesuré. Nous pouvons nous attendre à cette chute pour deux raisons. Tout d'abord, le fait d'injecter l'onde pompe a pour conséquence de mesurer au polarimètre une partie de la réflexion de Fresnel de la pompe sur la FGI. Celle-ci étant dépolarisée, il est normal de constater une chute du degré de polarisation. Par ailleurs, le couplage de la pompe fait chauffer la fibre sur les premiers centimètres, pouvant entraîner une modification de la biréfringence de la fibre et ainsi une modification de ses axes propres. Et comme nous l'avons vu précédemment, si la polarisation de la sonde n'est pas alignée sur un axe propre de la fibre, la sonde subit une légère dépolarisation. Néanmoins, l'ellipticité mesurée est encore de 0° , indiquant que la sonde reste polarisée rectilignement, ce qui ne serait pas le cas si les axes propres de la fibre étaient modifiés.

Nous pouvons alors conclure que la sonde ne subit pas de dépolarisation, la chute constatée étant simplement due à la superposition de la réflexion de Fresnel de l'onde pompe. L'injection d'une sonde polarisée, dans le mode fondamental de la FGI, est donc accessible en orientant avec précaution la polarisation incidente. Cependant, la polarisation n'est pas réellement maintenue. En effet, si on applique diverses contraintes à la fibres (tensions, torsions, ...) la polarisation en sortie ne se maintient pas du tout. Le couplage effectué consiste donc juste à l'injection d'un état de polarisation propre, pour une configuration de la fibre donnée.

Performances

Le montage complet de l'étage de nettoyage de faisceau avec amplification d'une sonde polarisée est alors représenté sur la figure 4.24. L'onde pompe est injectée à travers l'isolateur indépendant de la polarisation, tandis que la sonde est couplée dans le mode fondamental de la FGI après une lame demi-onde permettant l'orientation de sa polarisation. Du côté de la sortie amplifiée de la sonde (entrée de l'onde pompe), nous avons placé une lame $\lambda/2$ supplémentaire, dans le but d'orienter la polarisation de la sonde amplifiée afin que celle-ci soit éjectée de l'isolateur par un seul chemin. Cela assure en effet d'obtenir en sortie un faisceau monomode polarisé rectilignement : si l'orientation n'est pas bonne,

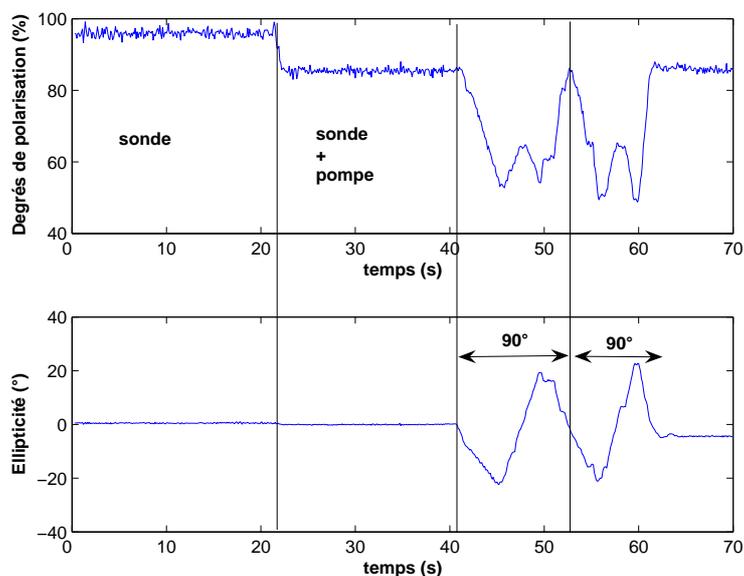


Figure 4.23 – Analyse de l'état de polarisation de l'onde sonde amplifiée : degré de polarisation et ellipticité.

les deux voies de l'isolateur sont la source d'un déphasage entre les deux composantes rectilignes horizontale et verticale, et la sortie est par conséquent polarisée elliptiquement.

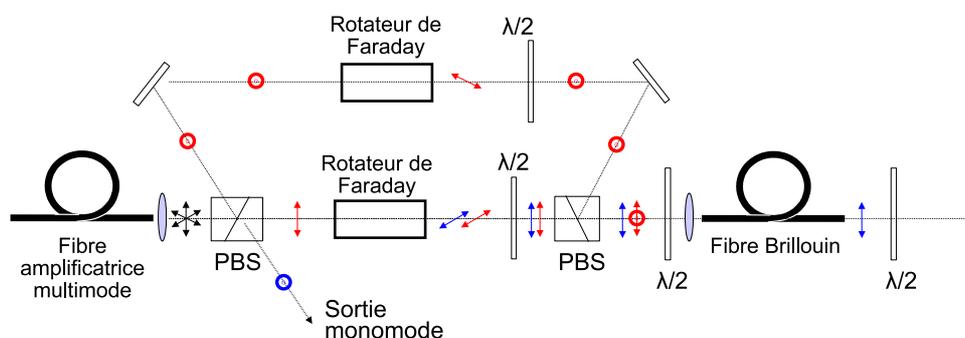


Figure 4.24 – Schéma du convertisseur de faisceau avec recyclage de la polarisation de l'onde pompe et ajustement de la polarisation de l'onde sonde.

La figure 4.25 présente les performances obtenues avec ce montage amplificateur, à partir d'une sonde polarisée. Lorsque la pompe n'est injectée que sur une polarisation, les résultats obtenus sont similaires à ceux que nous avons déjà présentés : nous avons un bon accord avec les performances attendues par le calcul.

Le couplage de la deuxième voie de l'isolateur permet d'augmenter l'énergie couplée dans la FGI et l'énergie réfléchi, tout en suivant la même évolution théorique. Ainsi, pour une énergie de pompe couplée de $330 \mu\text{J}$, et une sonde injectée de puissance 8 mW, l'énergie Stokes en sortie est de $220 \mu\text{J}$, soit une réflectivité de 66%.

Cette énergie a été mesurée en sortie de la fibre Brillouin, avec la lame de prélèvement.

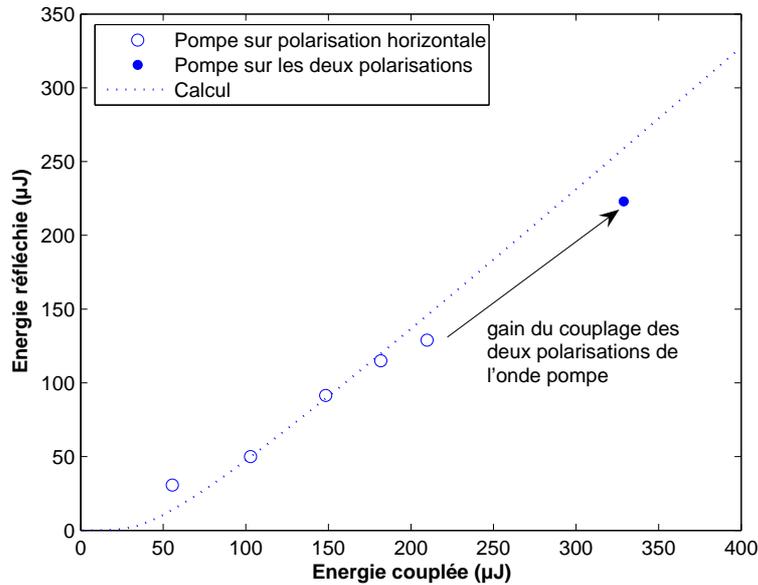
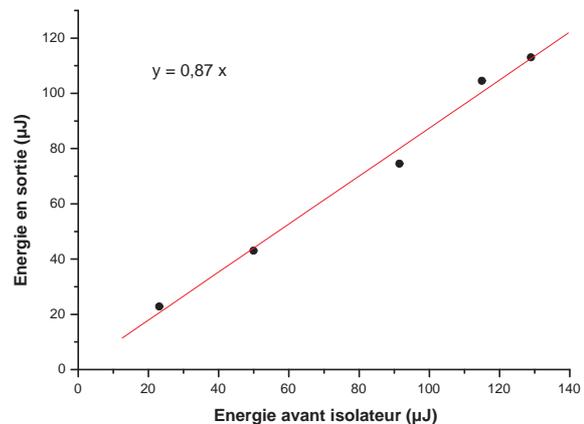
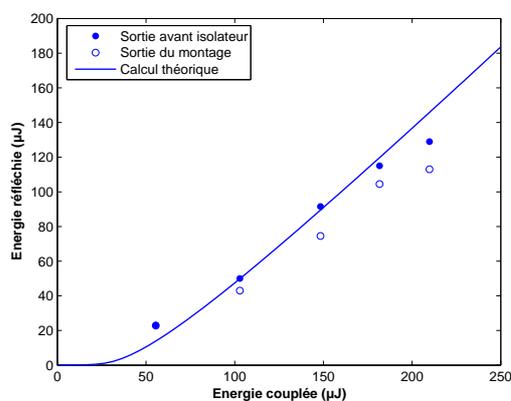


Figure 4.25 – Énergie réfléchie en fonction de l'énergie incidente, pour un couplage des deux polarisations de l'onde pompe et une puissance de la sonde Stokes de 8 mW.

Nous avons également mesurée l'énergie directement en sortie du montage, pour une injection de l'onde pompe sur une seule polarisation. Les mesures sont données sur la figure 4.26. La transmission à travers l'isolateur est ainsi mesurée à 87%. Cette valeur est assez faible, mais elle contient les deux pertes de Fresnel dues à la lame de prélèvement. La transmission de l'isolateur en lui-même peut donc être évaluée à 95%, valeur acceptable compte tenu des différents dioptres traversés (lame d'onde, polariseurs et rotateur).



(a) Énergie réfléchie par la fibre et énergie en sortie de montage, en fonction de l'énergie couplée.

(b) Transmission équivalente de l'isolateur.

Figure 4.26 – Efficacité d'extraction d'énergie à travers l'isolateur.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons validé expérimentalement un étage de remise en forme basé sur un effet de nettoyage de faisceau par diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode à gradient d'indice. Cette validation est faite en plusieurs étapes.

Tout d'abord, l'étude de la configuration du *générateur* Brillouin a confirmé le comportement de nettoyage de faisceau dans une FGI. Cet effet permet la conversion non linéaire d'un faisceau multimode vers un faisceau monomode de très bonne qualité spatiale. Un des points forts de cette technique est sa très grande simplicité. Cela en fait une solution très attractive dans le but d'obtenir une source laser fibrée de haute puissance ou de haute énergie.

En outre, l'effet de nettoyage intervient avec l'utilisation d'une fibre relativement longue. Le seuil Brillouin peut donc être atteint en régime continu (avec de faibles puissances crêtes), comme en régime impulsionnel. Cette solution peut ainsi aisément être adaptée au régime laser visé.

L'étude originale de nettoyage de faisceau par amplification Brillouin que nous avons menée par la suite a également confirmé l'apport de cette approche sur la problématique de la largeur de raie du laser. Une part de l'originalité de ce travail réside dans l'utilisation de différentes approches de la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre optique. D'un côté l'étude de la DBS pour améliorer la qualité de faisceau des lasers solides à travers les effets de conjugaison de phase ou de nettoyage de faisceau, et d'un autre l'approche d'amplification Brillouin utilisée par exemple dans des applications de senseurs à fibres optiques. Grâce à ce montage, la largeur de raie du laser maître est préservée après la remise en forme du faisceau, et les impulsions réfléchies ne présentent pas les fluctuations d'intensités observées dans le cas du générateur Brillouin. Cela justifie alors pleinement l'apport de cette approche pour des applications telles que la détection cohérente.

Enfin, le comportement de l'étage de remise en forme a été étudié vis à vis de la polarisation des faisceaux. Un montage classique de recyclage de polarisation permet d'augmenter l'efficacité de couplage entre la chaîne amplificatrice MOPA et l'étage de remise en forme. D'autre part, l'injection sélective du mode fondamental de la FGI permet d'obtenir en sortie une onde Stokes amplifiée polarisée rectilignement. Cependant, les montages expérimentaux présentent encore certaines limitations, mais celles-ci sont principalement d'ordre technique. Le couplage de l'onde pompe multimode, par exemple, n'est pas optimum. La gestion des polarisations peut également être améliorée. Ces deux points gagneraient beaucoup par un effort de développement de composants fibrés pour cette application de convertisseur de mode non linéaire.

Conclusion générale

Ce travail de thèse portait sur la réalisation d'une source laser fibrée monofréquence, impulsionnelle, de haute énergie et de haute qualité de faisceau. Les lignes qui suivent dressent un bilan des résultats obtenus, puis nous proposons des pistes d'amélioration et d'exploration intéressantes au regard de ces travaux.

D'une façon générale, la fibre optique monomode, ou quasi-monomode, comme milieu à gain représente une alternative intéressante aux lasers solides de forte puissance moyenne, continus ou de haute cadence, du point de vue de la qualité de faisceau. En effet, l'échauffement du matériau laser lors du pompage optique est moindre du fait de la géométrie longiligne de la fibre, mais de plus, la propagation unimodale est en grande partie indépendante de cet échauffement.

Cependant, la grande densité de puissance traversant le cœur de la fibre induit des effets non linéaires qui limitent la montée en puissance. Dans le cas d'une source de faible largeur de raie, la diffusion Brillouin stimulée est l'effet limitant, avec un seuil autour de 0,13 kW.m pour une fibre de 20 μm de diamètre. Diverses solutions pour contourner et dépasser ces limites ont été présentées au chapitre 1. Nous avons alors dans un premier temps présenté l'approche suivie dans cette thèse qui est de séparer l'obtention de l'énergie de celle de la qualité de faisceau. L'utilisation de fibres dopées de très larges cœurs dans une configuration de type MOPA permet de relâcher les contraintes liées à l'augmentation de la puissance crête, en contrepartie d'une dégradation de la qualité de faisceau. Des techniques de remise en forme de faisceau peuvent ensuite être appliquées. Parmi celles-ci, l'utilisation de la DBS est d'un intérêt particulier pour deux raisons : étant le phénomène limitant, on s'attend à une bonne efficacité de conversion, et il donne accès à deux concepts de traitement de faisceau : la conjugaison de phase et le nettoyage de faisceau. Il est en outre tout à fait intéressant de détourner l'effet parasite à bon escient pour réaliser la fonction de remise en forme de faisceau.

Dans un second temps, nous avons étudié en détail la diffusion Brillouin stimulée. Un modèle au seuil de l'effet permet de mettre en évidence les régimes de fonctionnement des deux phénomènes d'intérêt pour la remise en forme de faisceau : la conjugaison de phase et le nettoyage de faisceau. En particulier, la conjugaison de phase est accessible dans une fibre à saut d'indice courte (et donc avec une puissance crête importante), tandis que le nettoyage de faisceau a lieu dans une fibre à gradient d'indice longue. Il est donc apparu que dans le cas de la source impulsionnelle avec une puissance crête de l'ordre du kW,

l'approche de nettoyage de faisceau était la mieux adaptée.

Une modélisation dynamique de l'interaction Brillouin a ensuite été menée. Elle a dans un premier temps permis de comprendre l'origine du bruit d'intensité présent sur l'impulsion Stokes rétrodiffusée, en relation avec l'initiation de l'interaction par du bruit acoustique. À partir de cette analyse, nous avons alors proposé et simulé une configuration originale d'amplification Brillouin dans une fibre multimode à gradient d'indice. Dans celle-ci, l'onde pompe impulsienne transfère son énergie à une sonde Stokes continue, dont la largeur de raie peut être préservée.

Nous avons ensuite tâché de valider expérimentalement cette approche. Ce travail a débuté par la construction d'une source fibrée à $1,5 \mu\text{m}$ délivrant des impulsions d'énergie $1,5 \text{ mJ}$, pour une puissance moyenne de 16 W et un faisceau de $M^2 \approx 6,7$. Cette source est constituée d'un laser DFB maître, suivi d'une série de quatre amplificateurs à fibres co-dopées $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$. L'augmentation progressive du diamètre de cœur des fibres, ainsi que la mise en place de dispositifs de filtrage temporel et spectral permettent d'atteindre une haute énergie en minimisant l'ASE et en restant sous le seuil Brillouin.

Dans une dernière partie, nous avons étudié le système de remise en forme par DBS dans une fibre multimode à gradient d'indice de diamètre $62,5 \mu\text{m}$, et de 30 m de longueur. Dans la configuration de générateur Brillouin, le comportement de nettoyage de faisceau a été confirmé, avec un retour sur le mode fondamental de la fibre. La mise en place d'une sonde Stokes dans un montage amplificateur a ensuite confirmé l'apport de cette approche pour utiliser la technique de nettoyage de faisceau par DBS tout en préservant la largeur spectrale de l'oscillateur maître. Enfin en utilisant un montage de recyclage de polarisation de l'onde pompe et en contrôlant celle de la sonde, nous avons obtenu un faisceau monomode proche de la limite de diffraction avec une énergie de $220 \mu\text{J}$, pour une énergie incidente de $330 \mu\text{J}$, soit une réflectivité de 66% .

Perspectives

Si l'on a pu démontré l'intérêt de l'architecture laser MOPA à fibre multimode et remise en forme de faisceau dans une FGI, différents points pourraient être améliorés. L'efficacité optique-optique globale du système en particulier n'est pas optimale. Il conviendrait alors de l'améliorer à plusieurs niveaux.

Du côté des amplificateurs à fibres multimodes, l'injection de la puissance de pompe peut être augmentée en utilisant des diodes fibrées. Il serait alors envisageable de réaliser des coupleurs compacts et efficaces autorisant l'injection de plusieurs centaines de watts sans risque de brûler les gaines en polymère des fibres dopées. Un travail sur le refroidissement de celles-ci serait par ailleurs profitable.

La conception de composants fibrés spécifiques est également une voie à explorer pour augmenter l'efficacité du système, en plus de sa compacité et son embarquabilité. C'est notamment le cas du couplage entre le laser MOPA et l'étage de remise en forme de fais-

ceau. Ce composant pourrait être un circulateur compact, indépendant de la polarisation, et fibré. Il est aussi envisageable de concevoir un coupleur monolithique sur une fibre multimode à gradient d'indice qui séparerait spatialement les faisceaux pompe et Stokes, à l'instar des coupleurs de pompe N vers 1.

Une des forces du concept est aussi son extrapolation possible vers de plus hautes énergies. Nous avons d'ailleurs pu voir que la fibre de $73\ \mu\text{m}$ utilisée dans le dernier étage d'amplification n'était pas complètement saturée avec $100\ \mu$ en entrée et $1,5\ \text{mJ}$ en sortie. En améliorant le couplage à la fois de la pompe et du signal, et en gérant convenablement la thermique de la fibre, il doit être possible d'obtenir plusieurs mJ.

De plus, on peut imaginer adjoindre d'autres étages d'amplification avec des fibres de plus grands diamètres encore, afin d'obtenir quelques dizaines de millijoules. Nous avons d'ailleurs évoqué au chapitre 1 l'utilisation d'une fibre dopée Yb de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre de cœur fournissant des impulsions de $82\ \text{mJ}$. Avec de telles configurations, l'embarquabilité serait plus problématique (encombrement acceptable, mais consommation trop importante), mais ce type de source resterait tout à fait intéressante pour des systèmes de lidar terrestre compacts.

Concernant l'étage de remise en forme, il est également adaptable avec des fibres de plus grands diamètres. Il bénéficierait aussi de l'utilisation de composant fibrés, par exemple pour le contrôle de la polarisation de la sonde.

Enfin, l'étude d'autres matériaux peut être intéressante pour étendre l'adaptabilité du concept de remise en forme de faisceau par DBS à d'autres régimes de fonctionnement ou d'autres longueurs d'onde. Nous pouvons par exemple évoquer le cas des verres chalcogénures (composés As_2S_3 , As_2Se_3 , ...) qui présentent un très fort $\chi^{(3)}$, et un gain Brillouin de l'ordre de $10^{-9}\ \text{m}\cdot\text{W}^{-1}$, soit environ 100 fois plus que dans la silice. De tels matériaux peuvent alors ouvrir la voie à l'utilisation d'une faible longueur de fibre et permettre la conjugaison de phase en régime continu ou avec de faibles puissances crêtes.

Annexe A

Conventions électromagnétiques et propagation modale

A.1 Notations

Nous présentons dans cette annexe les conventions de notations et de calcul utilisées dans la thèse. Nous nous plaçons dans le cadre du système d'unité international SI.

- $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ représente le vecteur réel champ électrique, dépendant de la position \mathbf{r} et du temps t .
- Les champs complexes sont notés par des lettres droites : \mathbf{E} , *etc.*...
- Nous choisissons la relation suivante entre les champs réel et complexe :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + cc. = 2 \operatorname{Re} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \}$$

le champ réel étant pris comme le double de la partie réel du champ complexe ; les conséquences calculatoires seront rappelées plus loin.

- L'onde plane progressive, monochromatique, polarisée selon \mathbf{x} est alors notée avec la convention suivante :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathcal{E}}(\mathbf{r}, t) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi) \mathbf{x} = \left(\tilde{E}(\mathbf{r}, t) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + cc. \right) \mathbf{x}$$

avec \mathbf{k} le vecteur d'onde et ω la pulsation. Les enveloppes lentement variables sont marquées d'un tilde « $\tilde{}$ ».

A.2 Équations de base

A.2.1 Équations de Maxwell

Dans un milieu diélectrique, homogène, isotrope, sans source, et non conducteur, les équations de Maxwell s'écrivent localement :

$$\nabla \times \mathcal{H} = \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla \cdot \mathcal{D} = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t} \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \cdot \mathcal{H} = 0 \quad (\text{A.4})$$

où l'opérateur *nabla* ∇ correspond à $\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{x} + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{y} + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{z}$; $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ étant une base orthonormée de l'espace, sans unité.

A.2.2 Excitation du milieu et susceptibilité non linéaire

Le milieu considéré étant non magnétique, deux équations supplémentaires traduisent l'excitation du milieu en présence d'une onde électromagnétique :

$$\mathcal{B} = \mu_0 \mathcal{H} \quad (\text{A.5})$$

$$\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E} + \mathcal{P} \quad (\text{A.6})$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide et ϵ_0 la permittivité électrique du vide; la vitesse de la lumière dans le vide vérifiant la relation $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$. Le champ électrique appliqué \mathcal{E} s'additionne donc à la réponse du matériau, contenue dans la densité de polarisation \mathcal{P} . Celle-ci s'exprime de façon générale par :

$$\mathcal{P} = \epsilon_0 \chi \mathcal{E} \quad (\text{A.7})$$

La non-linéarité du matériau à l'excitation s'exprime à travers celle de la susceptibilité χ ; elle dépend faiblement du champ appliqué, et dans le cas général, *isotrope*, on peut la développer de la façon suivante :

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(2)}\mathcal{E} + \chi^{(3)}\mathcal{E}^2 + \dots \quad (\text{A.8})$$

de sorte que la densité de polarisation se décompose suivant :

$$\mathcal{P} = \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(1)} \mathcal{E}}_{\text{Partie linéaire } \mathcal{P}_L} + \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E} \mathcal{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathcal{E}^2 \mathcal{E} + \dots}_{\text{Partie non linéaire } \mathcal{P}_{NL}} \quad (\text{A.9})$$

La partie linéaire est à l'origine de l'indice de réfraction du matériau diélectrique n ;

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} \quad (\text{A.10})$$

tandis que la partie non linéaire jouera un rôle de source, rayonnée par les molécules et donnant naissance à d'autres ondes non contenues initialement dans l'onde \mathcal{E} .

A.2.3 Équation de propagation

La combinaison des équations (A.1) à (A.9) permet d'obtenir l'équation de propagation du champ électrique :

$$\nabla^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathcal{P}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.11})$$

En isolant les termes non linéaires, on obtient :

$$\nabla^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathcal{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.12})$$

Cette équation met clairement en avant le rôle de \mathcal{P}_L sur l'indice de réfraction du matériau, alors que \mathcal{P}_{NL} est un terme de source dans la propagation. Dans cette formulation (A.12) n'est faite aucune hypothèse quant au type d'onde mis en jeu (plane ou guidée), ou quant à sa polarisation.

A.2.4 Onde plane monochromatique

La solution de base de l'équation de propagation (A.12) homogène (sans second membre) est l'onde plane monochromatique polarisée :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi) \mathbf{x} \quad (\text{A.13})$$

$$\text{avec } k = n \frac{\omega}{c} \quad (\text{A.14})$$

Notation complexe

Avec les notations déjà présentés page 131, cette onde se récrit en notation complexe de la façon suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \mathbf{x} \quad (\text{A.15})$$

Le terme de phase de l'équation (A.13) est inclus dans l'amplitude complexe selon la relation $E_0 = \frac{1}{2} \mathcal{E}_0 e^{i\phi}$, de sorte que

$$\|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)\|^2 = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t) = |E_0|^2 = \frac{\mathcal{E}_0^2}{4} \quad (\text{A.16})$$

Intensité de l'onde

L'intensité de l'onde au sens électromagnétique et laser se définit à partir du vecteur de Poynting \mathcal{S} .

$$\mathcal{S} = \mathcal{E} \times \mathcal{H} \quad (\text{A.17})$$

La puissance électromagnétique (en W) traversant une surface S quelconque correspond au flux du vecteur de Poynting à travers elle :

$$\text{Puissance} = \iint_S \mathcal{S} \cdot d\mathbf{S} = \iint_S \mathcal{S} \cdot \mathbf{N} dS \quad (\text{A.18})$$

\mathbf{N} étant le vecteur unitaire normal à la surface. L'intensité I , en W/m^2 , sur une surface orthogonale à la direction de propagation de l'onde est alors définie comme la moyenne dans le temps du vecteur de Poynting (moyennage sur quelques cycles de l'onde).

$$I = \langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{N} \rangle = \langle \|\mathbf{S}\| \rangle \quad (\text{A.19})$$

Pour une onde plane progressive suivant \mathbf{z} , polarisée linéairement suivant \mathbf{x} , $(\mathcal{E}, \mathcal{H}, \mathcal{S})$ forment un trièdre direct, et à partir des équations de Maxwell (A.3) et (A.5) on a :

$$\mathbf{S} = \mathcal{E} \times \mathcal{H} = \frac{k}{\omega\mu_0} \mathcal{E}_0^2 \cos^2(kz - \omega t + \phi) \mathbf{z} \quad (\text{A.20})$$

La moyenne du \cos^2 étant égale à $1/2$, l'intensité du faisceau s'exprime alors :

$$I = \frac{k}{2\omega\mu_0} \mathcal{E}_0^2 = \frac{1}{2} n c \epsilon_0 \mathcal{E}_0^2 = 2 n c \epsilon_0 |E_0|^2 \quad (\text{A.21})$$

d'après la relation (A.16) reliant les amplitudes réelle et complexe de l'onde.

Enveloppe lentement variable et propagation non linéaire

Certains champs peuvent être considérés comme le produit d'une porteuse de vecteur d'onde \mathbf{k} oscillant à la pulsation ω , et d'une enveloppe lentement variable en \mathbf{r} et t : ses variations sont négligeables à l'échelle des caractéristiques ondulatoires k et ω . Un tel champ, progressif suivant z , et polarisé suivant \mathbf{x} , s'exprime alors de la façon suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{E}(z, t) e^{i(kz - \omega t)} \mathbf{x} \quad (\text{A.22})$$

l'approximation de l'enveloppe lentement variable se traduit alors par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left| \frac{\partial^2 \tilde{E}(z, t)}{\partial t^2} \right| \ll \omega \left| \frac{\partial \tilde{E}(z, t)}{\partial t} \right| \ll \omega^2 |\tilde{E}(z, t)| \\ \left| \frac{\partial^2 \tilde{E}(z, t)}{\partial z^2} \right| \ll k \left| \frac{\partial \tilde{E}(z, t)}{\partial z} \right| \ll k^2 |\tilde{E}(z, t)| \end{array} \right. \quad (\text{A.23})$$

En injectant cette onde dans l'équation de propagation non linéaire (A.12), on obtient l'équation d'évolution de l'enveloppe suivante :

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = i \frac{\omega}{2 n c \epsilon_0} P_{NL}^{k, \omega} \quad (\text{A.24})$$

où $P_{NL}^{k, \omega}$ représente l'ensemble des termes de la polarisation non linéaire en accord de phase avec l'onde $e^{i(kz - \omega t)}$. Cette équation est à la base du couplage d'onde par les non-linéarités du 3^e ordre.

A.3 Propagation modale dans une fibre optique

Nous nous attachons ici à présenter les solutions des équations de Maxwell dans le cas d'une propagation guidée dans une fibre optique. Nous décrivons l'ensemble des modes propres apparaissant du fait de la contrainte du profil d'indice, pour les deux grandes familles de fibres optiques que sont les fibres à saut d'indice (*FSI*) et les fibres à gradient d'indice de profil parabolique (*FGI*).

A.3.1 Équation de propagation scalaire

Hypothèse du guidage faible

Dans le cas de la fibre optique, on a généralement $n_g \approx n_c$, ce qui permet de se placer dans l'approximation des rayons faiblement guidés : la variation d'indice est « juste suffisante » pour que le guidage compense la diffraction. Dans ce cas, les constantes de propagation des deux familles de modes polarisés TE et TM sont sensiblement les mêmes. Cela permet de ne considérer qu'une seule polarisation par mode pour rechercher les solutions des équations de Maxwell ; ces résultats étant valables pour la polarisation orthogonale. Les modes obtenus, polarisés dans une direction, sont alors notés LP_{lm} (Linearly Polarized).

Ceci autorise l'hypothèse scalaire qui permet d'écrire l'équation de propagation issue des équations de Maxwell de la façon suivante :

$$\nabla^2 \Psi = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Psi \quad (\text{A.25})$$

où $\Psi(\mathbf{r}, t)$ est une composante transverse du champ électrique. Ψ dépend de \mathbf{r} et de t . En adoptant la géométrie cylindrique adaptée à la propagation dans la fibre, \mathbf{r} est représenté par les coordonnées (r, ϕ, z) : rayon au centre et angle dans le plan transverse, et position sur l'axe de la fibre. L'expression générale d'un mode est la suivante :

$$\Psi(r, \phi, z, t) = \psi(r, \phi) \exp [i(\beta z - \omega t)] \quad (\text{A.26})$$

ce qui correspond à une onde progressive monochromatique qui conserve son enveloppe lors de sa propagation le long de l'axe. L'équation (A.25) se réécrit alors :

$$\nabla^2 \psi(r, \phi) + \left(\frac{\omega^2}{c^2} n^2(r) - \beta^2 \right) \psi(r, \phi) = 0 \quad (\text{A.27})$$

avec $n(r)$ le profil d'indice.

Orthonormalisation des modes

Ces modes propres sont choisis de façon à vérifier une relation d'orthonormalisation, que l'on peut écrire :

$$\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \psi_{lm}^*(r, \phi) \psi_{l'm'}(r, \phi) r dr d\phi = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (\text{A.28})$$

en utilisant la notation des modes LP_{lm} que nous allons introduire dans ce qui suit.

De cette façon, tout champ guidé dans la fibre peut s'exprimer comme une superposition de ces modes,

$$E(r, \phi, z, t) = \sum_{l,m} c_{lm} \psi_{lm}(r, \phi) e^{i(\beta_{lm} z - \omega t)} \quad (\text{A.29})$$

Il est alors possible de calculer la puissance transportée par le champ, en intégrant son intensité sur la surface de la fibre. D'après l'équation (A.21) et la relation de Parseval, la puissance s'exprime alors par :

$$P = 2nc\epsilon_0 \sum_{l,m} c_{lm}^* c_{lm} = 2nc\epsilon_0 \sum_{l,m} |c_{lm}|^2 \quad (\text{A.30})$$

Séparation des variables

Par symétrie de révolution, on peut séparer les variables radiale et angulaire de la solution $\psi(r, \phi)$ en écrivant celle-ci sous la forme :

$$\psi(r, \phi) = R(r)H(\phi) \quad (\text{A.31})$$

R représente la dépendance radiale et H la dépendance angulaire du champ. En utilisant le système de coordonnées cylindriques, et avec cette séparation des variables, l'équation (A.27) devient :

$$\frac{r^2}{R} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \right) + r^2 [n^2(r)k_0^2 - \beta^2] = -\frac{1}{H} \frac{d^2 H}{d\phi^2} = +l^2 \quad (\text{A.32})$$

Dégénérescence des modes

L'équation (A.32) montre deux termes dépendant de deux variables différentes, ils sont donc égaux à une même constante. Afin d'obtenir des solutions réelles pour l'amplitude ψ^1 , cette constante doit être réelle et positive, soit l^2 .

- Par périodicité, $H(\phi + 2\pi) = H(\phi)$, de sorte que l ne peut prendre que des valeurs entières (0, 1, 2...); et la résolution de (A.32) donne les deux solutions

$$H(\phi) = \begin{cases} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{cases} \quad (\text{A.33})$$

- Pour chacune d'elles, il existe deux polarisations indépendantes.
- À chaque valeur de l , il faut ensuite résoudre l'équation (A.32) sur la partie radiale R :

$$r^2 \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \right) + [r^2 (n^2(r)k_0^2 - \beta^2) - l^2] R = 0 \quad (\text{A.34})$$

- En conséquence, les modes $l \geq 1$ sont 4 fois dégénérés et les modes $l = 0$ le sont 2 fois.

Notons que le profil d'indice $n(r)$ intervient dans l'équation (A.34), et qu'il dicte donc la forme radiale des modes. Nous allons voir que des conditions supplémentaires sur la constante de propagation β impliquent un ensemble discret de solutions à cette équation, ensemble constituant les modes propres de la fibre.

A.3.2 Modes propres d'une fibre à saut d'indice (FSI)

Paramètres caractéristiques

Nous nous plaçons maintenant dans le cas d'une fibre à saut d'indice. le profil est alors donné par :

$$n(r) = \begin{cases} n_c & \text{pour } r \leq a = D/2 \\ n_g & \text{pour } r > a = D/2 \end{cases} \quad (\text{A.35})$$

1. les solutions complexes forment en effet des ondes rayonnantes, non guidées : ce sont des modes dits *radiatifs*.

La fibre à saut d'indice est totalement caractérisée par les données de ses indices de cœur et de gaine, n_c et n_g , et de son diamètre de cœur D . L'ouverture numérique, correspondant approximativement à l'angle du rayon le plus incliné encore guidé dans la fibre, est donné par la relation (A.36). Un dernier paramètre important est la fréquence de coupure de la fibre, ou fréquence normalisée, donnée par la relation (A.37).

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{A.36})$$

$$V = k_0 \frac{D}{2} ON = k_0 a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{A.37})$$

Le paramètre V renseigne sur le guidage de la fibre : plus il est grand et plus la fibre guide de modes.

Résolution de l'équation sur R

Si l'on suppose l'existence d'un β solution (nous en reparlerons à la section suivante), alors les solutions de l'équation différentielle en R (A.34) sont les fonctions de Bessel J_l et Y_l pour $r \leq a$ et K_l et I_l pour $r > a$. Y_l et I_l divergent respectivement en $r \rightarrow 0$ et en $r \rightarrow \infty$ et ne sont donc pas physiques. La partie radiale s'écrit donc :

$$R(r) = A \cdot \begin{cases} \frac{J_l\left(r\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta^2}\right)}{J_l\left(a\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta^2}\right)} & \text{pour } r \leq a \\ \frac{K_l\left(r\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_g^2}\right)}{K_l\left(a\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_g^2}\right)} & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (\text{A.38})$$

en utilisant le condition de continuité du champ à l'interface $r = a$, et avec A une constante de normalisation.

Conditions sur β

- Afin de pouvoir écrire (A.38), β doit vérifier la condition de guidage :

$$k_0^2 n_g^2 < \beta^2 < k_0^2 n_c^2 \quad (\text{A.39})$$

En effet, pour $\beta^2 < k_0^2 n_g^2$, les solutions en $R(r)$ sont radiatives. On pose alors :

$$\beta = k_0 \sqrt{n_g^2 + b(n_c^2 - n_g^2)} \quad \text{soit} \quad b = \frac{\beta^2/k_0^2 - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{A.40})$$

de sorte que b vérifie $0 < b < 1$ lorsque $k_0^2 n_g^2 < \beta^2 < k_0^2 n_c^2$.

- Une seconde condition sur β est tirée de la continuité de $\frac{dR}{dr}$ à l'interface $r = a$. Il en découle la relation de dispersion des modes guidés :

$$\sqrt{1-b} \frac{J_{l-1}(V\sqrt{1-b})}{J_l(V\sqrt{1-b})} = -\sqrt{b} \frac{K_{l-1}(V\sqrt{b})}{K_l(V\sqrt{b})} \quad \text{pour } l \geq 1 \quad (\text{A.41})$$

$$\sqrt{1-b} \frac{J_1(V\sqrt{1-b})}{J_0(V\sqrt{1-b})} = -\sqrt{b} \frac{K_1(V\sqrt{b})}{K_0(V\sqrt{b})} \quad \text{pour } l = 0 \quad (\text{A.42})$$

Forme générale des modes LP_{lm}

Ainsi pour une fibre donnée, sa fréquence normalisée V permet de calculer l'ensemble des modes propres guidés. Dans le cas général, pour un l donné, il existe un nombre fini m de solutions à (A.41) et (A.42) telles que $0 < b < 1$. Plus l augmente plus ce nombre est restreint, jusqu'à obtenir le dernier mode. Le nombre total de modes guidés par la fibre peut être approximé par $N \approx V^2/2$ (l'ensemble des deux polarisations). En particulier, pour $V < 2,405$, il n'existe qu'une unique solution (par polarisation) pour $l = 0$: la fibre est alors unimodale.

La solution générale de l'équation de propagation (A.25) dans le cas d'une fibre à saut d'indice sont donc les modes LP_{lm} (A.43) et (A.44).

$$\Psi_{lm}(r, \phi, z, t) = A_{lm} \cos(l\phi) e^{i(\beta_{lm}z - \omega t)} \begin{cases} \frac{J_l\left(r\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta_{lm}^2}\right)}{J_l\left(a\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta_{lm}^2}\right)} & \text{pour } r \leq a \\ \frac{K_l\left(r\sqrt{\beta_{lm}^2 - k_0^2 n_g^2}\right)}{K_l\left(a\sqrt{\beta_{lm}^2 - k_0^2 n_g^2}\right)} & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (\text{A.43})$$

ou

$$\Psi_{lm}(r, \phi, z, t) = A_{lm} \sin(l\phi) e^{i(\beta_{lm}z - \omega t)} \begin{cases} \frac{J_l\left(r\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta_{lm}^2}\right)}{J_l\left(a\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta_{lm}^2}\right)} & \text{pour } r \leq a \\ \frac{K_l\left(r\sqrt{\beta_{lm}^2 - k_0^2 n_g^2}\right)}{K_l\left(a\sqrt{\beta_{lm}^2 - k_0^2 n_g^2}\right)} & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (\text{A.44})$$

avec :

- (l, m) des entiers positifs, et $m \geq 1$;
- β_{lm} une solution des équations (A.39), (A.41) et (A.42) ;
- et A_{lm} une constante de normalisation.
- l correspond au nombre de zéros de la partie angulaire, pour $\phi \in [0; \pi]$;
- et m correspond au nombre de maxima de la partie radiale $R(r)$.

A.3.3 Modes propres d'une fibre à gradient d'indice (FGI)

Paramètres caractéristiques

Nous nous plaçons maintenant dans le cas d'une fibre à gradient d'indice. le profil est alors donné par :

$$n(r) = \begin{cases} n_c \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^2} & \text{pour } r \leq a \\ n_g & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (\text{A.45})$$

$$\text{avec } \Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c^2} \approx \frac{n_c - n_g}{n_c} \quad (\text{A.46})$$

Là encore, la fibre est totalement caractérisée par ses indices de cœur et de gaine n_c et n_g et son diamètre D . L'ouverture numérique ON et la fréquence normalisée V sont données par les mêmes relations que précédemment : (A.36) et (A.37). La limite de guidage monomode se situe aussi pour $V < 2,405$.

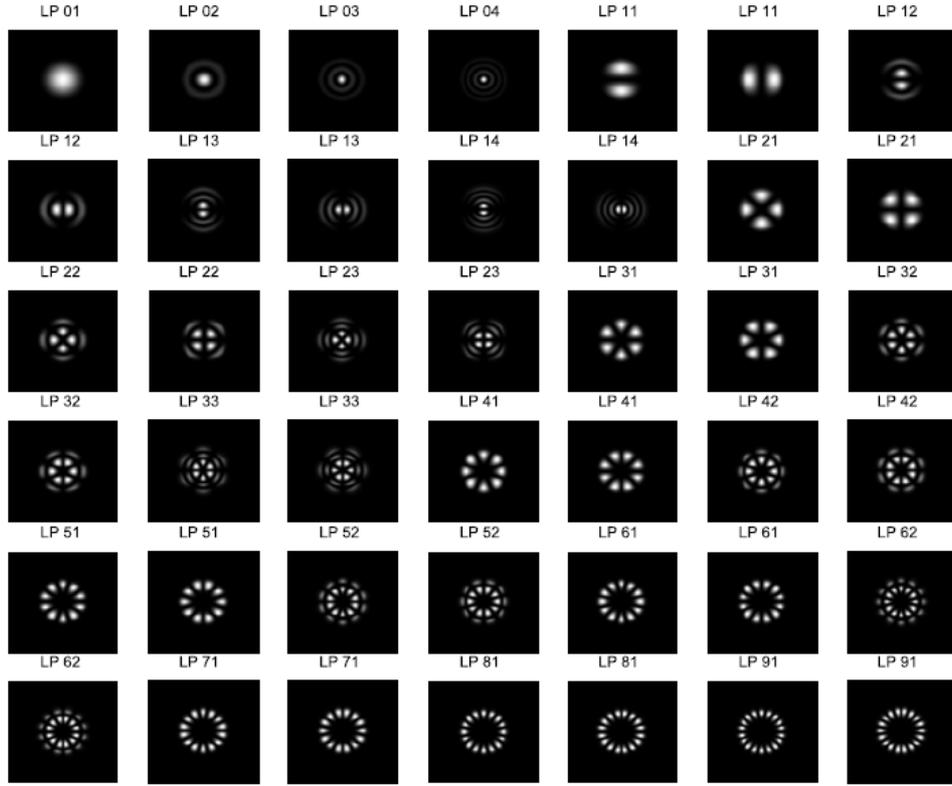


Figure A.1 – Modes propres d'une FSI de fréquence normalisée $V = 13$.

Forme générale des modes LP_{lm}

Les modes que nous présentons sont issus d'une résolution approchée de l'équation (A.34), où l'on considère que le profil d'indice est entièrement parabolique, et n'as pas de limite. Bien que ce ne soit pas physique (puisque $n^2 \rightarrow -\infty$ quand $r \rightarrow \infty$), les modes obtenus restent corrects au 1^{er} ordre. Avec cette hypothèse, les modes que l'on recherche sont les fonctions propres d'une équation de Schrödinger d'un potentiel harmonique 2D.

En utilisant les mêmes conditions de continuité du champ et de sa dérivée en $r = a$, les modes guidés sont décrits par les relations suivantes.

- À l donné, les constantes de propagation sont uniformément espacées, et vérifient :

$$\begin{cases} \beta_{lm} = k_0 n_c \left[1 - 2 \frac{2m + l - 1}{k_0 n_c} \sqrt{\frac{2\Delta}{a^2}} \right]^{1/2} \approx k_0 n_c \left[1 - \frac{2m + l - 1}{k_0 n_c} \sqrt{\frac{2\Delta}{a^2}} \right] \\ k_0^2 n_g^2 < \beta_{lm}^2 < k_0^2 n_c^2 \end{cases} \quad (\text{A.47})$$

- Le profil radial du mode (l, m) est quant à lui donné par :

$$R(r) = A r^l e^{-\frac{1}{2} V \frac{r^2}{a^2}} \mathcal{L}_{m-1}^l \left(V \frac{r^2}{a^2} \right) \quad (\text{A.48})$$

où \mathcal{L}_n^k est le polynôme de *Laguerre* :

$$\mathcal{L}_n^k(x) = \sum_{p=0}^n (-1)^p \frac{\Gamma(n+k+1)}{\Gamma(p+k+1)(n-p)!} x^p \quad (\text{A.49})$$

Finalement, la forme générale d'un mode LP_{lm} , dans le cas d'une fibre à gradient d'indice, s'exprime donc avec les relations (A.50) et (A.51).

$$\Psi_{lm}(r, \phi, z, t) = A_{lm} \cos(l\phi) e^{i(\beta_{lm}z - \omega t)} r^l e^{-\frac{1}{2}V \frac{r^2}{a^2}} \mathcal{L}_{m-1}^l \left(V \frac{r^2}{a^2} \right) \quad (\text{A.50})$$

ou

$$\Psi_{lm}(r, \phi, z, t) = A_{lm} \sin(l\phi) e^{i(\beta_{lm}z - \omega t)} r^l e^{-\frac{1}{2}V \frac{r^2}{a^2}} \mathcal{L}_{m-1}^l \left(V \frac{r^2}{a^2} \right) \quad (\text{A.51})$$

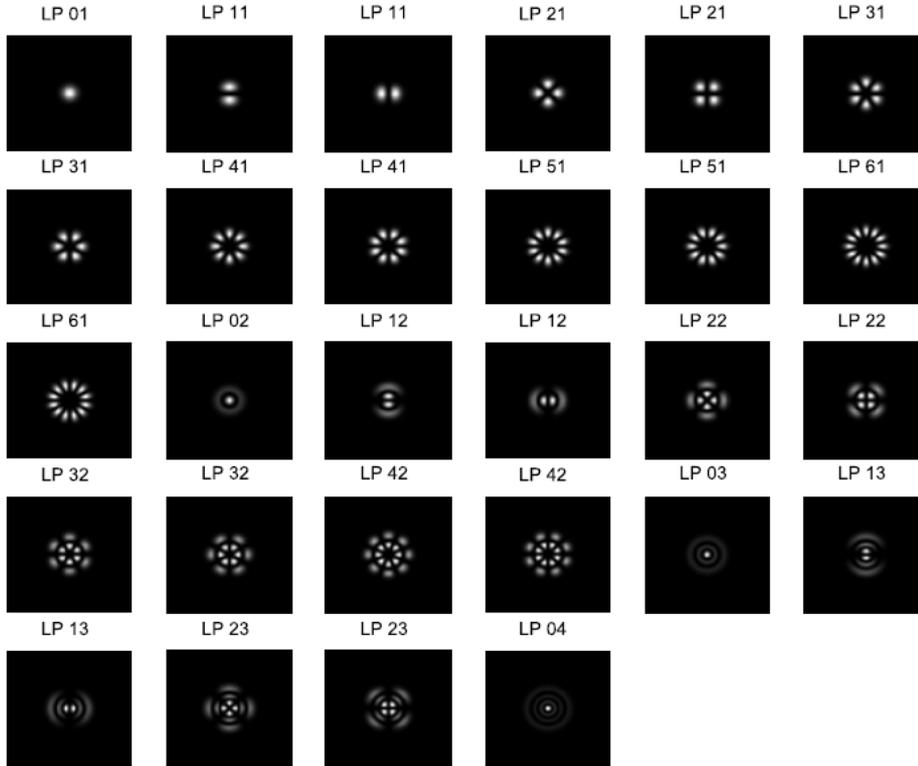


Figure A.2 – Modes propres d'une FGI de fréquence normalisée $V = 13$.

Annexe B

Effet Brillouin dans une fibre multimode : prise en compte de la déplétion de la pompe

Au cours de la partie 2.2, nous avons pu décrire la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre multimode par le système d'équations (2.82). Ce système linéaire a été établi en régime continu, et au seuil de l'effet. Dans cette annexe, nous montrons qu'il reste valable en tenant compte de la déplétion de la pompe, sous l'hypothèse d'un comportement uniforme des modes guidés par la fibre.

Écrivons donc cette hypothèse. L'ensemble des modes pompe subissent la même déplétion, et les modes Stokes le même gain le long de la fibre, de sorte que :

$$\forall i, \quad c_i^p(z) = c_i^p(0) f_p(z) \quad (\text{B.1})$$

$$\forall i, \quad c_i^s(z) = c_i^s(0) f_s(z) \quad (\text{B.2})$$

où les termes réels $f_p(z)$ et $f_s(z)$, indépendants des modes considérés, représentent les variations des amplitudes le long de la fibre. Les puissances pompe et Stokes évoluent donc selon :

$$P_p(z) = 2nc\epsilon_0 \sum_i |c_i^p(z)|^2 = 2nc\epsilon_0 \sum_i |c_i^p(0)|^2 f_p^2(z) = f_p^2(z) P_p(0) \quad (\text{B.3})$$

$$P_s(z) = 2nc\epsilon_0 \sum_i |c_i^s(z)|^2 = 2nc\epsilon_0 \sum_i |c_i^s(0)|^2 f_s^2(z) = f_s^2(z) P_s(0) \quad (\text{B.4})$$

Sous l'hypothèse de comportement uniforme des modes, on peut considérer que la puissance de l'onde Stokes vérifie l'équation (2.54), que l'on reformule ici en négligeant les pertes linéaires :

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = -\frac{g}{S} P_p(z) P_s(z) \quad (\text{B.5})$$

S étant la surface du cœur de la fibre. Le coefficient de gain g est considéré comme un paramètre qui dépend de la configuration Stokes réfléchie, donnée par l'ensemble des

$\{c_i^s\}$. On obtient donc d'après (B.4) :

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = 2P_s(0)f_s(z)\frac{df_s(z)}{dz} = -\frac{g}{S}f_p^2(z)f_s^2(z)P_p(0)P_s(0) \quad (\text{B.6})$$

$$\text{soit } \frac{df_s(z)}{dz} = -\frac{gP_p(0)}{2S}f_p^2(z)f_s(z) = -\frac{G}{2L}f_p^2(z)f_s(z) \quad (\text{B.7})$$

Injectons alors ce type de solutions dans le système général (2.72) :

$$\frac{dc_n^s(z)}{dz} = c_n^s(0)\frac{df_s(z)}{dz} = -(2nc\epsilon_0)\frac{g_B}{2}f_p^2(z)f_s(z)\sum_{i,j,m}\left[R_{ijmn}e^{i\Delta\beta_{ijmn}z}c_i^p(0)c_j^{p*}(0)c_m^s(0)\right] \quad (\text{B.8})$$

Soit, d'après (B.7) :

$$\frac{G}{L}c_n^s(0) = (2nc\epsilon_0)g_B\sum_{i,j,m}\left[R_{ijmn}e^{i\Delta\beta_{ijmn}z}c_i^p(0)c_j^{p*}(0)c_m^s(0)\right] \quad (\text{B.9})$$

qui, après avoir pris la moyenne sur la longueur de la fibre, devient :

$$\frac{G}{L}c_n^s(0) = (2nc\epsilon_0)g_B\sum_{i,j,m}\left[R_{ijmn}K_{ijmn}c_i^p(0)c_j^{p*}(0)c_m^s(0)\right] \quad (\text{B.10})$$

Cette équation est totalement équivalente à l'équation au seuil (2.82), où le facteur de gain linéique γ est remplacé par $\frac{G}{L}$.

Les solutions de l'équation au seuil (2.82), vecteurs propres de la matrice M définie en (2.85), représentent donc les configurations Brillouin qui subissent un gain uniforme, que ce soit au seuil ou à plus haute réflectivité ; ce gain étant la valeur propre associée.

Annexe C

Méthode de mesure d'énergie

Le but de cette annexe est de présenter la méthode utilisée pour la mesure de l'énergie par impulsion. En raison de la fréquence de répétition de 10 kHz, il est nécessaire de mesurer l'énergie par un moyen détourné, un peu plus laborieux qu'un détecteur dévoué à la mesure d'énergie. En effet, les joulemètres à effet pyroélectrique sont surtout adaptés à la mesure d'énergie à faible cadence, et éventuellement jusqu'à quelques kHz (3 à 5 kHz typiquement) en utilisant un absorbeur métallique avec un meilleur temps de réponse.

La méthode retenue est simplement basée sur la définition de l'énergie de l'impulsion comme l'intégrale de la puissance crête sur sa durée τ_p :

$$E = \int_0^{\tau_p} P(t) dt \quad (\text{C.1})$$

La puissance crête peut être visualisée à l'aide d'une photodiode : chargée sur 50 Ω , le temps de réponse est suffisant, de l'ordre de la ns. Pour chaque mesure, la référence d'étalonnage de puissance est une mesure de la puissance moyenne P_{moy} , au moyen d'un calorimètre standard. Connaissant alors la période T des impulsions, l'énergie par impulsion se déduit simplement de la relation :

$$P_{moy} = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt = \frac{1}{T} \left(\int_0^{\tau_p} P(t) dt + \int_{\tau_p}^T P(t) dt \right) = \frac{1}{T} (E_p + E_{bruit}) \quad (\text{C.2})$$

La puissance moyenne est donc reliée pour une part à l'énergie E_p de l'impulsion, et pour une autre part à du bruit contenu entre les impulsions, et d'énergie E_{bruit} . Typiquement, cela correspond au bruit d'émission spontanée amplifiée qui est généré par les amplificateurs à fibre.

Pour réaliser la meilleure mesure possible, un prélèvement du faisceau est focalisé sur la photodiode de façon à prendre en compte l'énergie contenue dans toute son étendue géométrique (signal amplifié et ASE). Deux enregistrements temporels sont alors fait grâce à un oscilloscope, pour deux calibres différents : l'un enregistrant l'impulsion, et l'autre le bruit d'ASE entre impulsions. À partir de ces enregistrements, et de la mesure de la puissance moyenne, on remonte à l'énergie de l'impulsion en faisant le calcul selon la relation (C.2). À titre d'exemple, la figure C.1 présente un calcul effectué avec un utilitaire dédié sous *Matlab*.

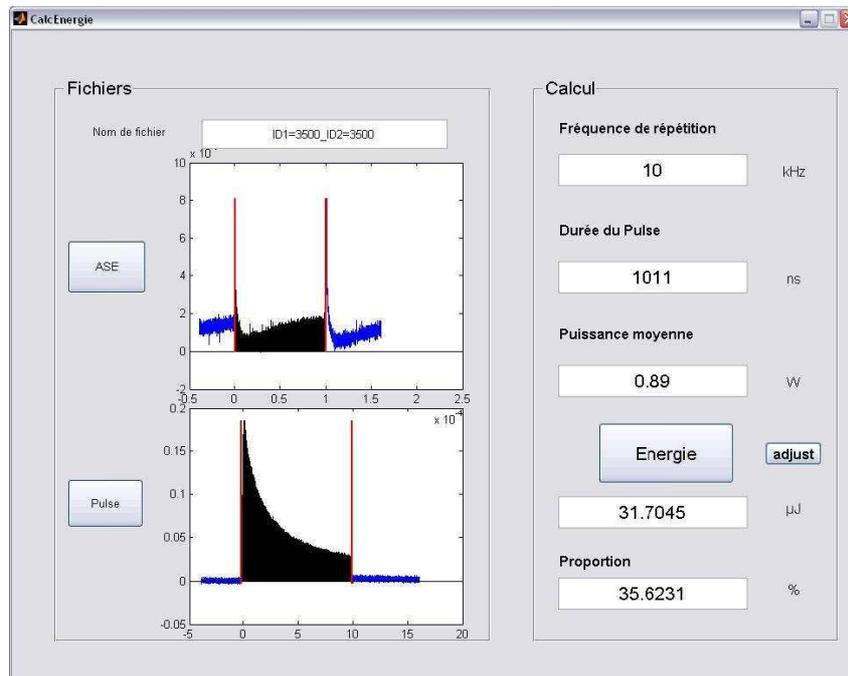


Figure C.1 – Fenêtre de l'utilitaire de calcul de l'énergie par impulsion.

Comme le montre cet exemple, une part non négligeable d'énergie peut être contenue dans le bruit d'émission spontanée en sortie d'amplificateur. Le calcul permet alors d'estimer la proportion d'énergie que contient réellement l'impulsion : $\frac{E_p}{E_p + E_{bruit}}$.

L'incertitude majeure de cette mesure réside dans la définition de la durée de l'impulsion. Pour une impulsion gaussienne en particulier, le pied de l'impulsion peut être négligé dans l'intégrale, la limite entre la fin de l'impulsion et le début du bruit pouvant être relativement floue. Cependant, cette incertitude n'est que de quelques %, comparable à l'incertitude de la mesure de la puissance moyenne.

Annexe D

Caractérisation des préamplificateurs en régime continu

Cette annexe regroupe les caractérisations en régime continu des amplificateurs qui constituent les deux premiers étages de la chaîne MOPA. Ce sont des produits standards de la société *Keopsys*, légèrement modifiés pour notre utilisation. La principale modification est la suppression des isolations optiques en entrée et en sortie, afin de pouvoir les utiliser comme « briques de base » dans la chaîne MOPA.

D.1 Amplificateur 20 dBm

Le premier module est un amplificateur à fibre monomode dopée Er^{3+} , de diamètre de cœur $8 \mu\text{m}$, à maintien de polarisation, et de 5 m de longueur. Ce module porte la référence *KPS-BT2-C-20-PM-SD-FA*.

La puissance de l'amplificateur (puissance « vendue » par le fabricant) est de 100 mW (ou 20 dBm), et correspond à la puissance de sortie en régime *saturé*. La puissance de saturation est liée à la surface effective du cœur de la fibre A_{eff} , aux sections efficaces d'absorption et d'émission de l'erbium σ_a^{er} , et à la durée de vie de l'état excité de l'erbium τ_{er} :

$$P_{\text{sat}} = \frac{A_{\text{eff}} h\nu}{(\sigma_a^{\text{er}} + \sigma_e^{\text{er}})\tau_{\text{er}}} = \frac{E_{\text{sat}}}{\tau_{\text{er}}} \quad (\text{D.1})$$

La puissance de saturation de cet amplificateur se situe autour de 1 mW.

La figure D.1 présente les résultats obtenus pour deux niveaux de signal injecté en entrée de l'amplificateur. Avec une puissance en entrée de 1,5 mW, et pour le courant nominal de fonctionnement de 2 A, la puissance de sortie est supérieure à 100 mW. La puissance de sortie atteint par ailleurs 240 mW pour une puissance en entrée de 4,4 mW et un courant de diode de 2,4 A. Pour le courant nominal de 2 A, le gain est de 22 dB pour une puissance de 1,5 mW en entrée, et de 17 dB pour 4,4 mW.

La figure D.2 illustre le spectre de sortie de l'amplificateur pour un courant de diode de 2,4 A et une puissance en entrée de 1,5 mW. Le rapport signal à bruit entre la raie

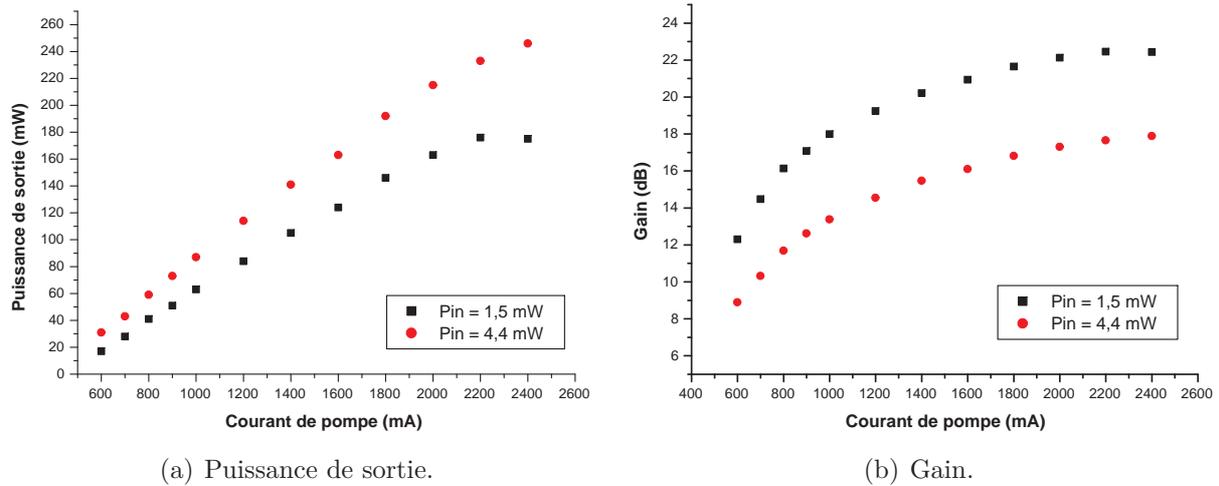


Figure D.1 – Puissance de sortie (a) et gain (b) de l'amplificateur KPS-BT2-C-20-PM-SD-FA pour deux niveaux de puissance en entrée.

laser amplifiée et l'ASE autour de 1535 nm est supérieur à 40 dB. Les rebonds que l'on peut constater dans le spectre d'émission spontanée correspondent aux rebonds spectraux du DFB (voir la figure 3.3(b) page 79).

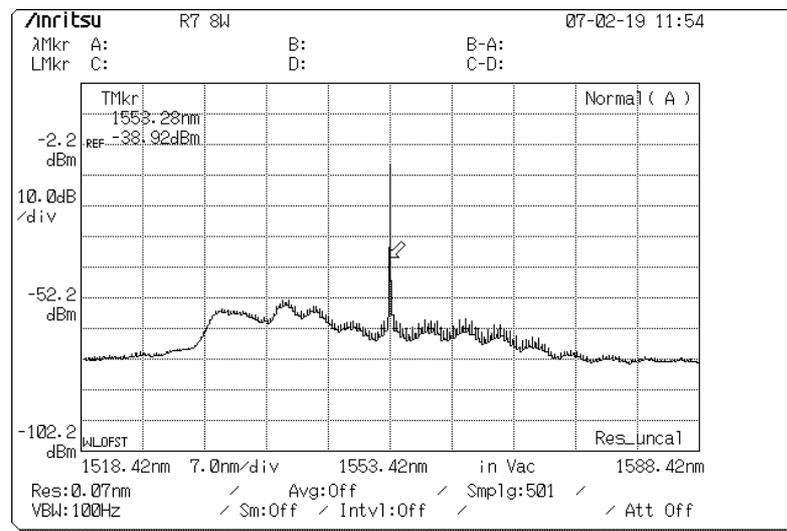


Figure D.2 – Spectre en sortie de l'amplificateur KPS-BT2-C-20-PM-SD-FA.

D.2 Amplificateur 30 dBm

Le second module porte la référence KPS-BT2-C-30-PM-BO-FA. Il est constitué d'une fibre LMA de diamètre de cœur 12 μm , co-dopée Er:Yb, à maintien de polarisation, et de 5 m de longueur. Sa puissance de saturation est de 100 mW et sa puissance de sortie est de 1 W (30 dBm).

Il a été testé en injectant une puissance de 100 mW en entrée, issue de l'amplificateur précédent, après un isolateur optique. La figure D.3 présente la puissance extraite ainsi que le gain en fonction du courant des diodes de pompe. Au maximum de courant de 7,9 A, la puissance de sortie dépasse 1,2 W, pour un gain effectif d'environ 10 dB.

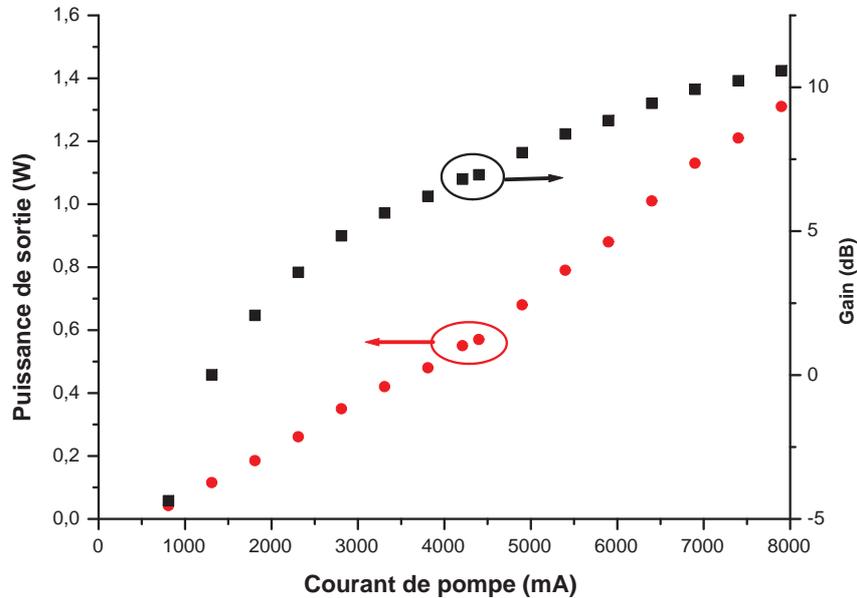


Figure D.3 – Puissance de sortie et gain de l'amplificateur KPS-BT2-C-30-PM-BO-FA.

Au courant maximum, le spectre de sortie est représenté sur la figure D.4. Après ce deuxième étage d'amplification, le rapport signal à bruit est encore supérieur à 30 dB.

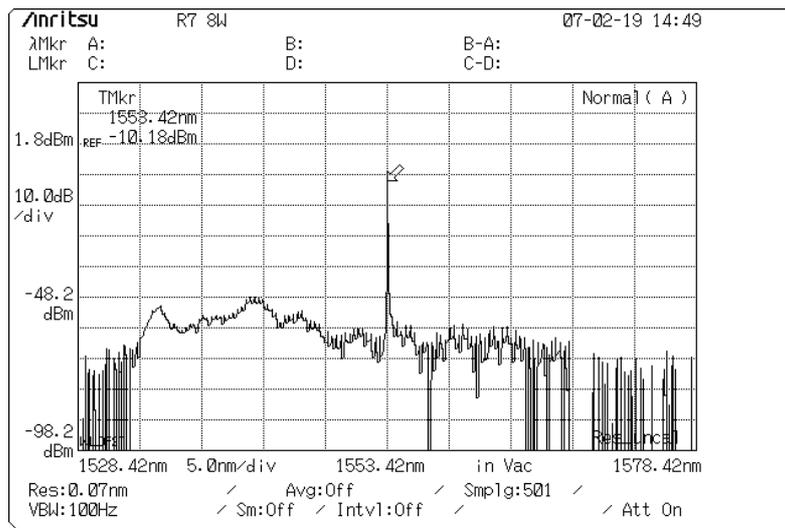


Figure D.4 – Spectre en sortie de l'amplificateur KPS-BT2-C-30-PM-BO-FA.

Publications et Conférences

Articles

- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *Interactions non linéaires et qualité de faisceau des sources laser fibrées de puissance*, Bulletin bibliographique POLOQ, n°2005-3 (2005).
- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *Nettoyage de faisceau après amplificateur de puissance à fibre multimode*, Bulletin bibliographique POLOQ, n°2007-1 (2007).
- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *High energy, single-mode, narrow-linewidth fiber laser source using stimulated Brillouin scattering beam cleanup*, Optics Express, Vol. 15, n°10 (2007).
- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *High energy, single-mode, narrow linewidth fiber laser source with stimulated Brillouin scattering multimode to single mode beam converter*, N° Special Fiber and Integrated Optics, Vol. 27, n°5 (2008).

Communications

- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *Stimulated Brillouin Scattering Beam Cleanup of a pulsed multimode fiber Master-Oscillator Power-Amplifier at 1,55 μm* , EOS Annual Meeting (Octobre 2006).
- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *Nettoyage de faisceau par diffusion Brillouin Stimulée après amplificateur à fibre multimode à 1,55 μm , en régime impulsif*, Journées Nationales de l'Optique Guidée (Novembre 2006), Poster.
- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *Beam cleanup of a pulsed multimode fiber master-oscillator power-amplifier at 1.55 μm using stimula-*

ted Brillouin scattering, Conference on Laser and Electro-Optics (Mai 2007), paper CFD7.

- B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J.P Huignard et P. Georges, *Stimulated Brillouin scattering beam cleanup of a pulsed multimode fiber master-oscillator power-amplifier at 1,55 μm* , Conference on Laser and Electro-Optics Europe (juin 2007), paper CD2-5 (papier invité).

Brevets

- A. Brignon, B. Steinhausser, J.-P. Huignard et J.-P. Pocholle, *Dispositif laser monomode de puissance et système d'amplification comportant le dispositif laser*, Demande de brevet N° FR-0802669 (2008).

Bibliographie

- [1] T. Y. Fan, *Laser beam combining for high-power, high-radiance sources*, IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 11, pp. 567–577 (2005). [xii](#)
- [2] S. Demoustier, *Recombinaison cohérente de fibres laser*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2006). [xii](#), [19](#), [76](#)
- [3] B. C. Rodgers, T. H. Russell et W. B. Roh, *Laser beam combining and cleanup by stimulated Brillouin scattering in a multimode optical fiber*, Optics Letters, 24 (16), pp. 1124–1126 (1999). [xii](#), [27](#)
- [4] A. Brignon, *Mélanges d'ondes et interactions non linéaires dans le milieu laser*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (1996). [xiii](#), [23](#)
- [5] A. Brignon, J. P. Huignard et E. Lallier, *Multimode to single-mode conversion of a Yb-doped fiber amplifier with a photorefractive Rh :BaTiO₃ crystal*, Applied Physics B, 72 (6), pp. 789–791 (2001). [xiii](#), [26](#)
- [6] L. Lombard, *Méthodes non linéaires de remise en forme de faisceau pour amplificateur de puissance à fibre multimode*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2005). [xiv](#), [24](#), [45](#), [56](#)
- [7] E. Snitzer, *Proposed fiber cavities for optical masers*, Journal of Applied Physics, 32 (1), pp. 36–39 (1961). [3](#)
- [8] C. J. Koester et E. Snitzer, *Amplification in a Fiber Laser*, Applied Optics, 3 (10), pp. 1182–1186 (1964). [3](#)
- [9] R. Maurer, *Optical waveguide light source*, Brevet US 3,808,549 (30 Avril 1974). [5](#)
- [10] J. Xu, J. Lu, G. Kumar, J. Lu et K. Ueda, *A non-fused fiber coupler for side-pumping of double-clad fiber lasers*, Optics Communications, 220 (4-6), pp. 389–395 (2003). [5](#)
- [11] P. Ou, P. Yan, M. Gong et W. Wei, *Coupling efficiency of angle-polished method for side-pumping technology*, Optical Engineering, 43 (3), pp. 816–821 (2004). [5](#)
- [12] D. Ripin et L. Goldberg, *High efficiency side-coupling of light into optical fibres using embedded v-grooves*, Electronics Letters, 31 (25), pp. 2204–2205 (1995). [5](#)

- [13] L. Goldberg et J. Koplow, *Compact, side-pumped 25dBm Er-Yb co-doped double cladding fibre amplifier*, *Electronics Letters*, 34 (21), pp. 2027–2028 (1998). 5
- [14] D. DiGiovanni et A. Stentz, *Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber devices*, *Brevet US 5,864,644* (26 janvier 1999). 5
- [15] A. Kosterin, V. Temyanko, M. Fallahi et M. Mansuripur, *Tapered fiber bundles for combining high-power diode laser*, *Applied Optics*, 43 (19), pp. 3893–3900 (2004). 5
- [16] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego, CA (1992). 7, 33, 35
- [17] R. G. Smith, *Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering*, *Applied Optics*, 11 (11), pp. 2489–2494 (1972). 7, 43
- [18] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Boston, third edition (2001). 8, 9, 42, 43
- [19] J. Limpert, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. T. J. Broeng, A. Petersson, C. Jacobsen, H. Simonsen et N. Mortensen, *Extended large-mode-area single-mode microstructured fiber laser*, In *CLEO 2004 Proceedings, paper CMS6* (2004). 8
- [20] J. Sakai et T. Kimura, *Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers*, *Applied Optics*, 17, pp. 1499–1506 (1978). 8
- [21] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P. Yeh et E. Zucker, *110 W fibre laser*, *Electronics Letters*, 35 (14), pp. 1158–1160 (1999). 10
- [22] J. Limpert, A. Liem, H. Zellmer et A. Tünnermann, *500 W continuous-wave fibre laser with excellent beam quality*, *Electronics Letters*, 39 (8), pp. 645–647 (2003). 10
- [23] C.-H. Liu, B. Ehlers, F. Doerfel, S. Heinemann, A. Carter, K. Tankala, J. Farroni et A. Galvanauskas, *810W continuous-wave and single transverse-mode fibre laser using 20 μm core Yb-doped double-clad fibre*, *Electronics Letters*, 40 (23), pp. 1471–1472 (2004). 10
- [24] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne et J. Nilsson, *Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power*, *Optics Express*, 12 (25), pp. 6088–6092 (2004). 10
- [25] G. Bonati, H. Voelckel, T. Gabler, U. Krause, A. Tünnermann, J. Limpert, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte et H. Zellmer, *1.53 kW from a single Yb-doped photonic crystal fiber laser.*, In *Late breaking developments, Photonics West*, San Jose, CA (2005). 10

- [26] V. Gapontsev, D. Gapontsev, N. Platonov, O. Shkurikhin, V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov et S. Ferin, *2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness*, In *CLEO Europe Proceedings*. IPG laser GmbH (2005). 10
- [27] V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov, A. Ferin et V. Gapontsev, *3 kW Yb fibre lasers with a single-mode output*, In *International Symposium on High-Power Fiber Lasers and their Applications*, Laser Research Institute, IPG Laser GmbH (2006). 10
- [28] Y. Barannikov, A. I. Oussov, F. V. Shcherbina, R. I. Yagodkin, V. Gapontsev et N. Platonov, *250 W, single-mode, CW, linearly-polarized fibre source in Yb wavelength range*, In *CLEO 2004 Proceedings, paper CMS3* (2004). 10
- [29] A. Liem, J. Limpert, T. Schreiber, M. Reich, H. Zellmer, A. Tünnermann, A. Carter et K. Tankala, *High power linearly polarized fiber laser*, In *CLEO 2004 Proceedings, paper CMS4* (2004). 10
- [30] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. B. S. Soh, P. Dupriez, C. A. Codemard, S. Baek, D. Payne, R. Horley, J. A. Alvarez-Chavez et P. W. Turner, *Single-mode plane-polarized ytterbium-doped large-core fiber laser with 633-W continuous-wave output power*, *Optics Letters*, 30 (9), pp. 955–957 (2005). 10
- [31] C. Liu, A. Galvanauskas, V. Khitrov, B. Samson, U. Manyam, K. Tankala, D. Machewirth et S. Heinemann, *306 W all-fiber based linearly polarized single-mode Ytterbium fiber laser*, In *ASSP 2005 Proceedings, paper MC1* (2005). 10
- [32] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer et A. Tünnermann, *100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier*, *Optics Letters*, 28 (17), pp. 1537–1539 (2003). 11
- [33] S. Alam, R. Wixey, L. Hickey, K. Yla-Jarkko et M. N. Zervas, *High power, single-mode, single-frequency DFB fibre laser at 1550 nm in MOPA configuration*, In *CLEO 2004 Proceedings, paper CMK7* (2004). 11
- [34] C. Alegria, Y. Jeong, C. Codemard, J. K. Sahu, J. A. Alvarez-Chavez, L. Fu, M. Ibsen et J. Nilsson, *83-W Single-Frequency Narrow-Linewidth MOPA Using Large-Core Erbium-Ytterbium Co-Doped Fiber*, *IEEE Photonics Technology Letters*, 16 (8), pp. 1825–1827 (2004). 11
- [35] J. K. Sahu, Y. Jeong, C. Codemard, J. Nilsson, M. R. Mokhtar, M. Ibsen, D. J. Richardson et D. N. Payne, *Tunable narrow linewidth high power erbium :ytterbium co-doped fiber laser*, In *CLEO 2004 Proceedings, paper CMK1* (2004). 11
- [36] H. L. Offerhaus, N. G. Broderick, D. J. Richardson, R. S. J. Caplen et L. Dong, *High-energy single-transverse-mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber*, *Optics Letters*, 23 (21), pp. 1683–1685 (1998). 11, 12

- [37] A. Piper, A. Malinowski, K. Furusawa et D. Richardson, *1,2 mJ, 37 ns single-mode pulses at 10 kHz repetition rate from a Q-switched ytterbium fiber laser*, In *CLEO 2004 Proceedings, paper CMK3* (2004). 12
- [38] V. Philippov, J. N. and W. A. Clarkson, A. Abdolvand, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, V. I. Konstantinov et V. I. Levchenko, *Passively Q-switched Er-Yb double clad fiber laser with $Cr^{2+} : ZnSe$ and $Co^{2+} : MgAl_2O_4$ as a saturable absorber*, In *Photonics West 2004 Proceedings* (2004). 12
- [39] V. Philippov, J. K. Sahu, C. Codemard, W. A. Clarkson, J. Jang, J. Nilsson et G. Pearson, *All-fiber 1.15 mJ pulsed eye-safe optical source*, In *Photonics West 2004 Proceedings, paper 5335-1* (2004). 13
- [40] M. Cheng, Y. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipud, R. Changkakot et P. Gatchell, *High-energy and high-peak-power nanosecond pulse generation with beam quality control in 200 μm core highly multimode Yb-doped fiber amplifiers*, *Optics Letters*, 30 (4), pp. 358–360 (2005). 14, 17
- [41] C. Codemard, C. Farrell, P. Dupriez, V. Philippov, J. Sahu et J. Nilsson, *Millijoule, high-peak power, narrow-linewidth, sub-hundred nanosecond pulsed fibre Master-Oscillator Power-Amplifier at 1.55 μm* , *Comptes Rendus Physique*, 7 (2), pp. 170–176 (2006). 14, 17
- [42] F. D. Teodoro, M. Savage-Leuchs et M. Norsen, *High-Power pulsed fiber source at 1567 nm*, *Electronics Letters*, 40 (24), pp. 1525–1526 (2004). 14
- [43] G. Canat, J. Mollier, J. Bouzinac, Y. Aubry, G. Loas et Y. Jaouën, *100 μJ generation using a narrow linewidth $Er^{3+} - Yb^{3+}$ doped fiber MOPA and its modeling*, In *CLEO 2005 Proceedings, paper JWB67* (2005). 15
- [44] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, Member et S. N. Knudsen, *Increase of the SBS Threshold in a Short Highly Nonlinear Fiber by Applying a Temperature Distribution*, *Journal of Lightwave Technology*, 19 (11), pp. 1691–1697 (2001). 15
- [45] V. I. Kovalev et R. G. Harrison, *Suppression of stimulated Brillouin scattering in high-power single-frequency fiber amplifiers*, *Optics Letters*, 31 (2), pp. 161–163 (2006). 15
- [46] H. Lee et G. P. Agrawal, *Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using fiber Bragg gratings*, *Optics Express*, 11 (5), pp. 3467–3472 (2003). 15
- [47] P. Wessels, P. Adel, M. Auerbach, D. Wandt et C. Fallnich, *Novel suppression scheme for Brillouin scattering*, *Optics Express*, 12 (19), pp. 4443–4448 (2004). 16
- [48] D. Walton, S. Gray, J. Wang, M.-J. Li, X. Chen, A. B. Ruffin et L. Zenteno, *Engineered refractive index profiles for high power*, In *CLEO 2006 Proceedings, paper CThAA1* (2006). 16

- [49] J. M. Fini, M. D. Mermelstein, M. F. Yan, R. T. Bise, A. D. Yablon, P. W. Wisk et M. J. Andrejco, *Suppression of stimulated Raman scattering in a cladding*, In *CLEO 2006 Proceedings, paper CTuQ1* (2006). 16
- [50] P. D. Dragic, C.-H. Liu, G. C. Papen et A. Galvanauskas, *Optical fiber with an acoustic guiding layer for stimulated Brillouin scattering suppression*, In *CLEO 2005 Proceedings, paper CThZ3* (2005). 16
- [51] S. Makki et J. Leger, *Solid-State laser resonators with diffractive optic thermal aberration correction*, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35 (7), pp. 1075–1085 (1999). 19
- [52] J. Bourderionnet, N. Huot, A. Brignon et J. P. Huignard, *Spatial mode control of a diode-pumped Nd :YAG laser by use of an intracavity holographic phase plate*, *Optics Letters*, 25 (21), pp. 1579–1581 (2000). 19
- [53] L. Zhu, P. Sun, D. Bartsch, W. R. Freeman et Y. Fainman, *Adaptive control of a micro-machined continuous-membrane deformable mirror for aberration compensation*, *Applied Optics*, 38 (1), pp. 168–176 (1999). 19
- [54] J. Bourderionnet, A. Brignon, J. P. Huignard, A. Delboulbé, et B. Loiseaux, *Spatial mode control of a diode-pumped Nd :YAG laser by an intracavity liquid-crystal light valve*, *Optics Letters*, 26 (24), pp. 1958–1960 (2001). 19
- [55] J. M. Fini et S. Ramachandran, *Resistance of higher order modes to bend-induced mode coupling and distortion*, In *CLEO 2007 Proceedings, paper CTuS3* (2007). 19
- [56] S. Ramachandran, S. Ghalmi et M. Yan, *Ultra-Large Mode-Area Fibers*, In *CLEO 2007 Proceedings, paper CTuS5* (2007). 19
- [57] M. D. Mermelstein, S. Ramachandran et S. Ghalmi, *SBS Gain Efficiency Measurements in a $1714 \mu\text{m}^2$ Effective Area LP_{08} Higher Order Mode Optical Fiber*, In *CLEO 2007 Proceedings, paper CTuS1* (2007). 19
- [58] N. Lindlein, G. Leuchs et S. Ramachandran, *Achieving Gaussian outputs from large-mode-area higher-order-mode fibers*, *Applied Optics*, 46 (22), pp. 5147–5157 (2007). 19, 20, 112
- [59] J. P. Huignard et P. Günter, éditeurs, *Photorefractive materials and their applications II*, Vol. 62 of *Topics in Applied Physics*. Springer-Verlag, Berlin (1989). 21, 24, 25
- [60] H. J. Eichler, P. Günter et D. W. Pohl, *Laser-induced dynamic gratings*, Springer-Verlag, Berlin (1986). 22
- [61] R. A. Fischer, editor, *Optical Phase Conjugation*, Academic Press, New York (1983). 23

- [62] A. Brignon et J. P. Huignard, éditeurs, *Phase Conjugate Laser Optics*, John Wiley & Sons (2004). 23
- [63] R. W. Hellwarth, *Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction*, Journal of Optical Society of America, 67 (1), pp. 1–3 (1977). 23
- [64] R. A. Fisher et B. J. Feldman, *On-resonant phase-conjugate reflection and amplification at 10.6 μm in inverted CO₂*, Optics Letters, 4 (5), pp. 140–142 (1979). 23
- [65] P. Sillard, *Cavités lasers à conjugaison de phase auto-pompée par mélange à quatre ondes dans un amplificateur*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (1998). 23
- [66] A. Yariv, *Four wave nonlinear mixing as real-time holography*, Optical Communications, 25, pp. 23–25 (1978). 23
- [67] B. Y. Zel'dovich, V. I. Popovichev, V. V. Ragul'skii et F. S. Faizullov, *Connection between the wave fronts of the reflected and exciting light in stimulated Mandel'shtam-Brillouin scattering*, JETP Letters, 15, p. 109 (1972). 23, 54
- [68] O. Y. Nosach, V. I. Popovichev, V. V. Ragul'skii et F. S. Faizullov, *Cancellation of phase distortions in an amplifying medium with a Brillouin mirror*, JETP Letters, 16, p. 435 (1972). 23
- [69] V. F. Efimkov, I. G. Zubarev, A. V. Kotov, A. B. Moronov et S. I. Mikhailov, *Gain increments of Stokes fields in stimulated scattering of spatially inhomogeneous radiation*, Soviet Journal of Quantum Electronics, 11 (4), pp. 533–535 (1981). 23
- [70] N. F. Pilipetskiy, V. I. Popovichev et V. V. Ragul'skiy, *Comparison of the amplification coefficients of conjugate and non-conjugate waves in stimulated light scattering*, Optics Communications, 40 (1), pp. 73–76 (1981). 23
- [71] M. P. Petrov et E. A. Kuzin, *Stimulated Brillouin scattering and phase conjugation in optical fibers*, Soviet Technical Physics Letters, 8, p. 316 (1982). 23
- [72] M. P. Petrov et E. A. Kuzin, *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers, and wavefront reversal*, Soviet Physics Solid State, 25, p. 188 (1983). 23
- [73] T. T. Basiev, E. M. Dianov, A. Y. Karasik, A. V. Luchnikov, S. B. Mirov et A. M. Prokhorov, *Stimulated Mandelstam-Brillouin scattering in a multimode glass fibre waveguide*, Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 36 (3), p. 85 (1982), JETP Letters, vol. 36, Aug. 5, 1982, p. 104-107. Translation. 23
- [74] H. J. Eichler, J. Kunde et B. Liu, *Quartz fiber phase conjugators with high fidelity and reflectivity*, Optics Communications, 139, pp. 327–334 (1997). 24
- [75] H. J. Eichler, J. Kunde et B. Liu, *Fiber phase conjugators at 1064-nm, 532-nm, and 355-nm wavelengths*, Optics Letters, 22 (8), pp. 495–497 (1997). 24

- [76] T. Riesbeck, E. Risse et H. Eichler, *Pulsed solid-state laser system with fiber phase conjugation and 315 W average output power*, Applied Physics B, 73, pp. 847–849 (2001). 24
- [77] H. Eichler, A. Mocofanescu, T. Riesbeck, E. Risse et D. Bedau, *Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers for optical phase conjugation*, Optics Communications, 208, pp. 427–431 (2002). 24
- [78] R. W. Hellwarth, *Theory of phase conjugation by stimulated scattering in a waveguide*, Journal of Optical Society of America, 68 (8), pp. 1050–1056 (1978). 24, 45
- [79] R. W. Hellwarth, *Phase Conjugation by Stimulate Backscattering*, Chap. 7, pp. 169–209. Academic Press (1983). 24, 45
- [80] L. Lombard, A. Brignon, J. P. Huignard, E. Lallier, G. Lucas-Leclin, P. G. ad G. Pauliat et G. Roosen, *Diffraction-limited polarized emission from a multimode ytterbium fiber amplifier after a nonlinear beam converter*, Optics Letters, 29 (9), pp. 989–991 (2004). 26
- [81] K. S. Chiang, *Stimulated Raman scattering in a multimode optical fiber : evolution of modes in Stokes waves*, Optics Letters, 17 (5), pp. 352–354 (1992). 26
- [82] S. H. Baek et W. B. Roh, *Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber*, Opt. Lett., 29 (2), pp. 153–155 (2004). 27
- [83] B. M. Flusche, T. G. Alley, T. H. Russell et W. B. Roh, *Multi-port beam combination and cleanup in large multimode fiber using stimulated Raman scattering*, Optics Express, 14 (24), pp. 11748–11755 (2006). 27
- [84] K. C. Brown, T. H. Russell, T. G. Alley et W. B. Roh, *Passive combination of multiple beams in an optical fiber via stimulated Brillouin scattering*, Optics Letters, 32 (9), pp. 1047–1049 (2007). 27
- [85] H. Bruesselbach, *Beam cleanup using stimulated Brillouin scattering in multimode fibers*, In *CLEO 1993 Proceedings* (1993). 27
- [86] L. Lombard, A. Brignon, J.-P. Huignard, E. Lallier et P. Georges, *Beam cleanup in a self-aligned gradient-index Brillouin cavity for high-power multimode fiber amplifiers*, Optics Letters, 31 (2), pp. 158–160 (2006). 27, 105
- [87] L.-G. Hwa, J. Schroeder et X.-S. Zhao, *Intrinsic Brillouin linewidths and stimulated Brillouin gain coefficients in glasses studies by inelastic light scattering*, Journal of Optical Society of America B, 6 (4), pp. 833–839 (1989). 42
- [88] L. Chen et X. Bao, *Analytical and numerical solutions for steady state stimulated Brillouin scattering in a single-mode fiber*, Optics Communications, 152, pp. 65–70 (1998). 43

- [89] R. W. Boyd, K. Rzazewski et P. Narum, *Noise initiation of stimulated Brillouin scattering*, Physical Review A, 42 (9), pp. 5514–5524 (1990). 58, 62, 64
- [90] R. Stolen, *Polarisation effects in fiber Raman and Brillouin lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-15 (10), pp. 1157–1161 (1979). 62
- [91] M. O. van Deventer et A. J. Boot, *Polarization Properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single-Mode Fibers*, Journal of Lightwave Technology, 12 (4), pp. 585–590 (1994). 62
- [92] S. L. Floch, *Étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes standards. Application aux capteurs de température et de pression*, Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale (2001). 62
- [93] A. L. Gaeta et R. W. Boyd, *Stochastic dynamics of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber*, Physical Review A, 44 (5), pp. 3205–3209 (1991). 64
- [94] Z. B. Ya et P. A. N., *Influence of sound diffraction on stimulated Brillouin scattering in a single-mode waveguide*, Soviet Journal of Quantum Electronics, 16 (4), p. 546 (1986). 64
- [95] A. A. Fotiadi, *Phase conjugation by stimulated Brillouin amplification in cylindrical fibers*, In *CLEO 2001 Proceedings* (2001). 64
- [96] J. Botineau, E. Picholle et D. Bahloul, *Effective stimulated Brillouin gain in singlemode optical fibres*, Electronics Letters, 31 (23), pp. 2032–2034 (1995). 64
- [97] V. I. Kovalev et R. G. Harrison, *Waveguide-induced inhomogeneous spectral broadening of stimulated Brillouin scattering in optical fiber*, Optics Letters, 27 (22), pp. 2022–2024 (2002). 64, 108
- [98] R. S. F. Chang et N. Djeu, *Amplification of a diffraction-limited Stokes beam by a severely distorted pump*, Optics Letters, 8 (3), pp. 138–141 (1983). 67
- [99] V. V. Spirin, J. Kellerman, P. L. Swart et A. A. Fotiadi, *Intensity noise in SBS with injection locking generation of Stokes seed signal*, Optics Express, 14 (18), pp. 8328–8335 (2006). 67
- [100] A. Debut, S. Randoux et J. Zemmouri, *Experimental and theoretical study of linewidth narrowing in Brillouin fiber ring lasers*, Journal of Optical Society of America B, 18 (4), pp. 556–567 (2001). 67
- [101] L. Stépien, S. Randoux et J. Zemmouri, *Intensity noise in Brillouin fiber ring lasers*, Journal of Optical Society of America B, 19 (5), pp. 1055–1066 (2002). 67
- [102] H. J. Kong, D. H. Beak et D. W. Lee, *Waveform preservation of the backscattered stimulated Brillouin scattering wave by using a prepulse injection*, Optics Letters, 30 (24), pp. 3401–3403 (2005). 69

-
- [103] L. M. Frantz et J. S. Nodvik, *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier*, Journal of Applied Physics, 34 (8), pp. 2346–2349 (1963). 81, 83
- [104] S. Shaklan, *Selective mode injection and observation for few-mode fiber optics*, Applied Optics, 30 (30), pp. 4379–4383 (1991). 112
- [105] D. Donlagic et B. Culshaw, *Propagation of the Fundamental Mode in Curved Graded Index Multimode Fiber and Its Application in Sensor Systems*, IEEE Journal of Lightwave Technology, 18 (3), pp. 334–342 (2000). 112
- [106] G. Basov, V. F. Efimkov, I. G. Zubarev, A. V. Kotov, S. I. Mikhailov et M. G. Smirnov, *Inversion of wavefront in SMBS of a depolarized pump*, JETP Letters, 28, p. 197 (1978). 118

Glossaire

Liste des Acronymes

AOM	<i>Acousto-Optic Modulator</i>
ASE	<i>Amplified Spontaneous Emission</i>
BC	Beam Cleanup
BPF	<i>Bandpass Filter</i>
CCD	<i>Coupled Charged Device</i>
CW	Continuous Wave
DBS	Diffusion Brillouin Stimulée
DFB	Distributed FeedBack
DFWM	Degenerate Four Wave Mixing
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier
EO	Électro-optique (cristal)
Er	Erbium
ESA	<i>Excited States Absorption</i>
EYDFA	Erbium-Ytterbium co-Doped Fiber Amplifier
FFT	Fast Fourier Transform
FGI	Fibre à Gradient d'Indice
Fibre PM	<i>Polarization Maintaining</i>
FSI	Fibre à Saut d'Indice
FWM	Four-Wave Mixing
ISO	Isolateur
Lidar	Light Detection And Ranging
LiNbO ₃	Niobate de Lithium
LMA	Large Mode Area
LP _{lm}	Mode polarisé linéairement (Linearly Polarized)
MCP	Miroir à Conjugaison de Phase
MCVD	Modified Chemical Vapor Deposition
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
MOPFA	<i>Master Oscillator Power Fiber Amplifier</i>
Nd:YAG	Grenat d'Aluminate d'Yttrium dopé au Néodyme
NPRO	Non-Planar Ring Oscillator
ON	Ouverture Numérique

Q-switch	Modulation des pertes
QCW	Quasi-Continuous Wave
RF	Radio Fréquence
RIN	Relative Intensity Noise
Rmax	Traitement haute réflexion
SBS	Stimulated Brillouin Scattering
SPM	Self Phase Modulation
SRS	Stimulated Raman Scattering
TE	Mode Transverse Électrique
TM	Mode Transverse Magnétique
Tmax	Traitement anti-reflet
TWM	Two Wave Mixing
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Cross Phase Modulation
Yb	Ytterbium

Liste des Symboles

A_{eff}	Surface effective du cœur de la fibre	μm^2
A_{lm}	Constante de normalisation du mode LP_{lm}	m^{-1}
D	Diamètre du cœur de la fibre	μm
DOP	Degrés de polarisation	—
E	Amplitude complexe de l'onde pompe (variable réduite)	$\text{W}^{1/2}.\text{m}^{-1}$
$E_{out}(t)$	Énergie en sortie d'amplificateur à l'instant t	J
E_{sat}	Énergie de saturation	J
F	Amplitude complexe de la force de Langevin (variable réduite)	$\text{J}.\text{m}^{-2}$
G	Facteur de gain Brillouin	—
$G(t)$	Gain effectif à l'instant t	—
G_0	Facteur de gain Brillouin au seuil	—
	Gain petit signal	—
$H(\phi)$	Dépendance angulaire du champ	—
I	Intensité laser	$\text{W}.\text{m}^{-2}$
I_D	Intensité de la fraction de faisceau polarisée circulaire droite	W
I_G	Intensité de la fraction de faisceau polarisée circulaire gauche	W
I_p	Intensité du faisceau pompe	$\text{W}.\text{m}^{-2}$
I_s	Intensité du faisceau Stokes	$\text{W}.\text{m}^{-2}$
I_x	Intensité de la fraction de faisceau polarisée rectiligne horizontale	W
I_y	Intensité de la fraction de faisceau polarisée rectiligne verticale	W
I_{-45}	Intensité de la fraction de faisceau polarisée rectiligne à -45°	W
I_{45}	Intensité de la fraction de faisceau polarisée rectiligne à 45°	W
K	Amplitude de la force de Langevin	$\text{kg}^2.\text{m}^{-5}.\text{s}^{-1}$
K_1	Constante de transfert entre l'ytterbium et l'erbium	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
K_{-1}	Constante de transfert inverse entre l'erbium et l'ytterbium	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
K_{ijmn}	Facteur d'accord de phase	—
L	Longueur de fibre	m
L_{eff}	Longueur effective d'interaction	m
L_{amp}	Longueur de fibre amplificatrice	m
L_{conj}	Longueur limite de conjugaison de phase	m
L_{seuil}	Longueur de fibre au seuil pour une énergie donnée	m
M	Matrice de l'effet Brillouin dans une fibre multimode	$\text{V}^2.\text{m}^{-2}$

M^2	Paramètre de qualité de faisceau	—
ON	Ouverture numérique	—
$P_s^{(i)}$	Puissance du mode propre Brillouin $V^{(i)}$	W
$P_{NL}^{k,\omega}$	Densité de polarisation non linéaire en accord de phase avec l'onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k} et de pulsation ω	C.m ⁻²
P_{RF}	Puissance de modulation hyperfréquence	W
P_{sat}	Puissance de saturation	W
Q	Amplitude complexe de l'onde acoustique (variable réduite)	J.m ⁻²
R	Résistance électrique	Ω
$R(r)$	Dépendance radiale du champ	m ⁻¹
R_{ijmn}	Facteur de recouvrement des modes pompes (i, j) et Stokes (m, n)	m ⁻²
S	Amplitude complexe de l'onde Stokes (variable réduite)	W ^{1/2} .m ⁻¹
	Surface du cœur de la fibre	m ²
$S_{0,1,2,3}$	Paramètres du vecteur de polarisation de Stokes	W
T	Température	K
V	Fréquence normalisée	—
$V^{(i)}$	i ^e mode propre Brillouin	V
V_{RF}	Amplitude de modulation	V
V_π	Tension demi-onde	V
Δ	Paramètre du gradient d'indice d'une FGI	—
$\Delta\beta_{ijmn}$	Désaccord de phase pour les modes pompes (i, j) et Stokes (m, n)	m ⁻¹
Δn	Modulation d'indice	—
Δu	Variation d'énergie potentielle électrique	J.cm ⁻³
Δw	Variation de travail volumique de la force de pression	J.cm ⁻³
$\Delta\nu_B$	Largeur spectrale de raie Brillouin	Hz
$\Delta\nu_P$	Largeur de raie du faisceau pompe	Hz
$\Delta\omega$	désaccord entre la pulsation de l'onde acoustique et la pulsation Brillouin	rad.s ⁻¹
Γ'	Coefficient d'amortissement de l'onde acoustique	m ² .s ⁻¹
Γ_B	Largeur de gain Brillouin	rad.s ⁻¹
$\Lambda^{(i)}$	Valeur propre associée au mode propre Brillouin $V^{(i)}$	V ² .m ⁻²
Ω	Pulsation acoustique	rad.s ⁻¹
Ω_B	Pulsation Brillouin	rad.s ⁻¹
Φ_0	Phase	rad
α	Pertes linéiques passives	m ⁻¹
\bar{R}	Recouvrement moyen	m ⁻²
β	Constante de propagation	μm^{-1}
β_i^p	Constante de propagation du i ^e mode guidé de l'onde pompe	m ⁻¹

β_i^s	Constante de propagation du i^e mode guidé de l'onde Stokes	m^{-1}
β_{lm}	Constante de propagation du mode LP_{lm}	μm^{-1}
\check{E}_p	Forme du front d'onde pompe	$V.m^{-1}$
\check{E}_s	Forme du front d'onde Stokes	$V.m^{-1}$
\mathcal{V}	Volume	m^3
χ	Susceptibilité du matériau	—
$\chi^{(1)}$	Susceptibilité linéaire	—
$\chi^{(2)}$	Susceptibilité du 2 ^e ordre	$m.V^{-1}$
$\chi^{(3)}$	Susceptibilité du 3 ^e ordre	$m^2.V^{-2}$
δp	Fluctuations de pression	$N.m^{-2}$
$\delta \mathcal{P}$	Fluctuations de polarisation	$C.m^{-2}$
$\delta \mathcal{V}$	Variation de volume	m^3
$\delta \epsilon$	Fluctuation de permittivité électrique	$F.m^{-1}$
$\delta \rho$	Fluctuations de densité	$g.cm^{-3}$
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	—
ϵ_0	Permittivité électrique du vide	$8,85.10^{-12} F.m^{-1}$
ϵ	Permittivité électrique du milieu	$F.m^{-1}$
η	Efficacité de diffraction du modulateur acousto-optique	—
$\gamma^{(i)}$	Gain Brillouin associé au mode propre Brillouin $V^{(i)}$	m^{-1}
γ	Profondeur de modulation	rad
γ_e	Constante électrostrictive	$F.m^{-1}$
λ_0	Longueur d'onde dans le vide	μm
λ	Longueur d'onde	μm
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	$4\pi.10^{-7} H.m^{-1}$
ν	Fréquence diffusée	Hz
	Fréquence optique	Hz
ν_0	Fréquence de l'onde incidente	Hz
ν_B	Décalage Brillouin	GHz
ν_{ac}	Fréquence acoustique	Hz
ω	Pulsation optique	$rad.s^{-1}$
ω_0	Rayon de waist (col) du faisceau	μm
ω_p	Pulsation de l'onde pompe	$rad.s^{-1}$
ω_s	Pulsation de l'onde Stokes	$rad.s^{-1}$
ω_{RF}	Pulsation de modulation	$rad.s^{-1}$
ϕ	Angle dans le plan transverse	rad
	Déphasage entre réseau d'indice et réseau d'intensité	rad
	Phase	rad
ψ	Amplitude transverse du champ	m^{-1}
ψ_i	Profil transverse du i^e mode	m^{-1}
ψ_{lm}	Profil transverse du mode LP_{lm}	m^{-1}
ρ	Densité du matériau	$g.cm^{-3}$
	Variation de la densité du matériau	$g.cm^{-3}$

ρ_0	Densité du matériau à l'équilibre	g.cm^{-3}
σ_a^{er}	Section efficace d'absorption de l'erbium	m^2
σ_a^{yb}	Section efficace d'absorption de l'ytterbium	m^2
σ_e^{er}	Section efficace d'émission de l'erbium	m^2
σ_e^{yb}	Section efficace d'émission de l'ytterbium	m^2
τ_B	Temps de vie des phonons	ns
τ_p	Durée d'impulsion	μs
τ_{32}	Durée de vie du niveau $^4I_{11/2}$ de l'ion Er^{3+}	s
τ_{er}	Durée de vie du niveau $^4I_{13/2}$ de l'ion Er^{3+}	s
τ_{yb}	Durée de vie du niveau $^4F_{5/2}$ de l'ion Yb^{3+}	s
θ_0	Demi-divergence du faisceau	mrad
S	Vecteur de Stokes représentant un état de polarisation	W
f	Force volumique de pression électrostrictive	N.m^{-3}
k	Vecteur d'onde optique	m^{-1}
q	Vecteur d'onde acoustique	m^{-1}
r	Vecteur position	m
B	Densité de flux magnétique	V.s.m^{-2}
D	Densité de flux électrique	C.m^{-2}
E	Champ électrique	V.m^{-1}
H	Champ magnétique	A.m^{-1}
P	Densité de polarisation électrique	C.m^{-2}
P_L	Densité de polarisation linéaire	C.m^{-2}
P_{NL}	Densité de polarisation non linéaire	C.m^{-2}
S	Vecteur de Poynting	W.m^{-2}
\tilde{E}_p	Enveloppe lentement variable de l'onde pompe	V.m^{-1}
\tilde{E}_s	Enveloppe lentement variable de l'onde Stokes	V.m^{-1}
<i>a</i>	Rayon de cœur de la fibre	μm
	Rayon du cœur de la fibre	μm
<i>c</i>	Vitesse de la lumière dans le vide	3.10^8 m.s^{-1}
c_i^p	Amplitude complexe du i^{e} mode guidé de l'onde pompe	V
c_i^s	Amplitude complexe du i^{e} mode guidé de l'onde Stokes	V
c_{lm}	Amplitude complexe du mode LP_{lm}	V
<i>cc.</i>	Complexe conjugué	—
$f(z, t)$	Force de Langevin	$\text{g.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$
$f_p(z)$	Variation d'amplitude de l'onde pompe le long de la fibre	—
$f_s(z)$	Variation d'amplitude de l'onde Stokes le long de la fibre	—
<i>g</i>	gain linéique	m^{-1}
g_B	Coefficient de gain Brillouin	m.W^{-1}
g_R	Coefficient de gain Raman	m.W^{-1}
g_n	Gain Brillouin du mode n	$\text{m}^{-1}.\text{W}^{-1}$
<i>h</i>	Constante de Planck	$6,62.10^{-34} \text{ J.s}$
k_0	Constante de propagation dans le vide	μm^{-1}
k_b	Constante de Boltzmann	$1,381.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

k_p	Vecteur d'onde pompe	μm^{-1}
k_s	Vecteur d'onde Stokes	μm^{-1}
n	Indice optique	—
n_0	Indice linéaire	—
n_c	Indice de cœur	—
n_g	Indice de gaine	—
n_{NL}	Indice non linéaire	—
n_{ge}	Indice de gaine externe	—
n_{gi}	Indice de gaine interne	—
p	Pression	N.m^{-2}
r	Rayon au centre du plan transverse	μm
t	Temps	s
v	Vitesse du son dans la silice	m.s^{-1}
z	Position sur l'axe de la fibre	m
\mathcal{P}_p	Densité de polarisation en accord de phase avec l'onde pompe	C.m^{-2}
\mathcal{P}_s	Densité de polarisation en accord de phase avec l'onde Stokes	C.m^{-2}
$\mathcal{L}_n^k(x)$	Polynôme de Laguerre	—

Laser à fibre multimode avec remise en forme de faisceau par diffusion Brillouin stimulée

Stimulated Brillouin scattering Beam Cleanup of a multimode fiber laser amplifier

Bastien Steinhausser

Résumé De nombreux efforts sont actuellement portés sur le développement de sources laser à fibre optique, qui ont des applications dans une variété de domaines scientifiques et industriels. Les propriétés intrinsèques de la fibre dopée sont favorables à l'obtention de fortes puissances moyennes, grâce à une excellente capacité de dissipation thermique. Cependant, le confinement de la lumière dans le cœur de la fibre et les grandes longueurs d'interaction sont à l'origine d'effets non linéaires, comme la diffusion Brillouin stimulée dans le cas d'une source de faible largeur spectrale.

L'objectif de ce travail de thèse est de développer une source laser fibrée de forte énergie alliant bonne qualité spatiale et finesse spectrale, dans le but de répondre à un besoin de LIDAR à détection cohérente.

L'approche suivie consiste à séparer l'obtention de l'énergie de celle de la qualité de faisceau. Avec une chaîne amplificatrice dont le dernier étage est une fibre multimode co-dopée Erbium-Ytterbium, des impulsions laser à la longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$ avec une énergie supérieure à 1 mJ ont été obtenues. Le très large cœur de la fibre évite l'apparition de l'effet Brillouin, mais le profil transverse du faisceau est fortement multimode.

Pour retrouver une bonne qualité de faisceau, un étage de remise en forme du profil est mis en place, mettant à profit la propriété de nettoyage de faisceau par effet Brillouin dans une fibre multimode à gradient d'indice. Par ailleurs, un schéma original d'amplification Brillouin est proposé et validé expérimentalement, permettant de conserver la largeur spectrale de la source.

Mots-clés : laser à fibre, amplificateur à fibre, fibres multimodes, diffusion Brillouin stimulée, conjugaison de phase, nettoyage de faisceau.

Abstract Lots of efforts are actually made to develop fiber laser sources to address a variety of applications in science or industry. Thanks to an excellent thermal dissipation ability due to its intrinsic properties, doped fiber can handle high average power. However, the light confinement in the fiber core as well as the interaction lengths give rise to nonlinear effects as stimulated Brillouin scattering (SBS) in the case of a laser with a narrow spectral width.

The purpose of this PhD work is to develop a high energy fiber laser source with both a good spatial beam quality and a narrow spectral width in order to be used in coherent LIDAR applications.

The approach followed has consisted in first obtaining the energy and then work on the beam quality. Thanks to an amplification chain, the last stage being constituted of a multimode Erbium-Ytterbium co-doped fiber, $1,5 \mu\text{m}$ laser pulses with an energy of more than 1 mJ has been obtained. The very large fiber core avoid the apparition of SBS but the transverse profile of the beam is highly multimode.

To recover a good beam quality, a nonlinear reshaping stage has been introduced, using the beam cleanup property of Brillouin effect in a graded index multimode fiber. Moreover, an original scheme of Brillouin amplification has been proposed and studied to maintain the spectral purity of the source.

Keywords : fiber laser and amplifier, multimode fibers, stimulated Brillouin scattering, phase conjugation, beam cleanup.