





Université de Lille 1 Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules École doctorale Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement

THESE

Pour obtenir le grade de Docteur en Physique de l'Université de Lille 1

Spécialité : Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère

Par

Florent Scol

Amplification et transport fibré d'impulsions énergétiques pour les pilotes des installations laser de puissance

Directeurs de thèse : Géraud Bouwmans Emmanuel Hugonnot

Thèse soutenue le 24 novembre 2017 devant le jury composé de :

Éric Freysz	Directeur de recherche CNRS, LOMA-Talence	Rapporteur
Marc Hanna	Chargé de recherche CNRS, LCF-Palaiseau	Rapporteur
Arnaud Mussot	Professeur, Université de Lille 1	Président du jury
Emmanuel Hugonnot	Ingénieur Chercheur HDR, CEA-Le Barp	Co-directeur de thèse
Géraud Bouwmans	Professeur, Université de Lille 1	Directeur de thèse
William Renard	Ingénieur R&D, EOLITE Systems-Pessac	Examinateur
Constance Valentin	Chargée de recherche CNRS, CELIA-Talence	Invitée

À ma grand-mère, Jeanne...

Remerciements

Les remerciements sont les dernières lignes rédigées et il serait tentant de ne pas s'y attarder... Il s'agit toutefois d'une occasion rare de formaliser sa reconnaissance aux personnes qui ont participé, chacune à leur manière, à cette expérience de trois années (il s'agit également pour 95% des lecteurs de la partie la plus intéressante d'un manuscrit). Ainsi, pour m'avoir permis d'évoluer et de progresser à bien des niveaux, je souhaite ici vous remercier !

En premier lieu, merci à mes deux rapporteurs, Marc Hanna et Éric Freysz, pour le temps consacré à la lecture et l'appréciation de ce manuscrit. Je remercie également Arnaud Mussot, William Renard et Constance Valentin pour avoir pris part à mon jury de thèse et apporté ainsi leur expertise au jugement du travail que j'ai réalisé.

Avant d'en arriver à la composition de ce jury et à la soutenance, j'ai eu la chance d'être suivi pendant ces trois années par Géraud Bouwmans et Emmanuel Hugonnot, mes deux directeurs de thèse, que je tiens ici à remercier chaleureusement. Géraud qui, malgré la distance, a toujours fait preuve d'un grand d'intérêt pour le travail que j'ai mené. Nos visios bimensuelles étaient à chaque fois une occasion de pouvoir confronter nos résultats à ta vision rigoureuse et d'en ressortir avec de nouvelles idées toujours très pertinentes et parfois « originales »... (je n'oublierai pas l'importance du « blanco » pour la caractérisation des fibres optiques ©). Je te remercie également pour ta relecture express de ce manuscrit qui m'a permis de terminer le jour J. Pour m'avoir suivi, conseillé et encouragé au quotidien, je tiens également à remercier très sincèrement Emmanuel pour ces trois dernières années. Grâce à ta confiance, tes conseils avisés et ton soucis de valoriser les personnes qui travaillent avec toi, tu as contribué à ce que ces trois années me soient très bénéfiques à bien des niveaux. J'emporte également avec moi quelques astuces du maître de l'optimisation que tu es !

Une thèse, c'est également un environnement de travail. Sur ce point, je tiens à remercier l'ensemble des membres du Département Laser de Puissance du CESTA qui contribuent à créer un environnement stimulant et accueillant. L'attention portée au travail des thésards, post-doc et apprentis par le DLP et sa hiérarchie contribue pleinement à notre intégration et notre développement. Pour cela, merci ! Dans mon cas, mon intégration s'est naturellement faite en premier lieu au niveau du laboratoire, LOE puis LTL, dirigé successivement par François et Jean-Noël que je remercie au même titre que Mireille, Bernard, Nicolas, Christelle, Philippe, Vanessa, Babette, Gilles, Jean-Paul, Philippe, Thomas, Laurent, Patrick, Claire, Sophie, Steeve, Olivier, Sébastien, Jacques, Odile, Freddy, Dominique et Claude. Vous avez chacun participé à rendre mon « séjour » très agréable. Merci également à Jean-François, Jérôme et Arnaud avec qui j'ai travaillé pendant ces trois années. Bien sûr, je n'oublie pas Philippe, mon collègue de bureau et de labo pendant 2 ans. Notre séjour aux États-Unis avec Manu restera un excellent souvenir, rempli d'anecdotes, dont le fameux « for me » … Merci à Diane pour sa compagnie joviale dans le bureau durant ma dernière année. Je te souhaite bonne chance pour la deuxième moitié de thèse, celle pendant laquelle tu « capitalises » ©. Je remercie également Pierre Calvet pour son accompagnement pendant mes deux premières semaines (et pour son manuscrit !) et Pierre Gouriou pour son travail long et difficile de fabrication de fibres et notamment pour la réalisation de la fibre mode plat PM, un vrai succès ! Je souhaite enfin bonne chance à Laurianne, fraichement arrivée après mon départ et qui, j'en suis sûr, apportera une belle continuité aux travaux qui sont présentés dans ce manuscrit.

Au-delà du contexte professionnel, je remercie également mes parents et ma sœur. Merci pour votre confiance et votre accompagnement pendant ces (longues) années d'étude en dépit du caractère assez abstrait de la physique à vos yeux. Merci aussi à Nadège de m'avoir suivi voilà trois ans maintenant, de Lille à Bordeaux, quittant travail et famille pour m'accompagner dans cette nouvelle vie. Merci pour ta confiance, ton soutient et pour tes relectures de mes proses dans la langue de Shakespeare dont l'issue était connue d'avance : de longues batailles entre ton Anglais littéraire et le mien plus « scientifique »...

Pour terminer, merci à mon fils, Louis ... Si quelques lignes de ce manuscrit ont été rédigées en duo, celles-ci ont toujours étaient ponctuées de moments de décompression, tantôt à quatre pattes dans une tente tantôt par un sprint pour éviter de te voir saccager tout ou partie de l'appartement... Pour ces moments merci (à posteriori) !

Table des matières

REMERCIEMENTSI			
T.	ABLE	DES MATIERES	111
IN	TROI	DUCTION	7
D	ELAS	SOURCE LMJ ACTUELLE AUX PERFORMANCES VISEES : CAHIEI	R DES
C	HARG	GES DU SYSTEME LASER	15
1	Arch	nitecture de base d'une source fibrée I M I	16
1	11	Génération du signal	
	1.2	Mise en forme spectrale du signal par modulation de phase temporelle - Fonction anti-Brillo	uin 17
	1.3	Mise en forme spectrale du signal par modulation de phase temporelle - Fonction Lissage	
	1.4	Mise en forme temporelle du signal par modulation d'amplitude	23
	1.5	De l'architecture de base d'une source à sa réalité sur l'installation LMJ	24
2	Limi	itations à la montée en énergie/puissance crête des systèmes laser fibrés	
	2.1	Difficultés génériques de l'amplification et du transport fibrés d'impulsions de forte puissance	e crête :
	Principa	aux effets non-linéaire dans les fibres optiques	26
	2.1.1	Effet Kerr optique	27
	2.1.2	Diffusion Raman	31
	2.1.3	Diffusion Brillouin	33
	2.2	Difficulté spécifique liée à l'amplification et au transport fibrés d'impulsions type LMJ : Phéne	omène
	de conv	rersion FM-AM	35
	2.2.1	La conversion FM-AM	35
	2.2.2	Formalisme de la conversion FM-AM	36
	2.2.3	Origines de la conversion FM-AM dans les systèmes fibrés	39
3	Cahi	ier des charges d'une source fibrée de forte énergie pour l'injection d'une installation las	er de
pu	issance		47
	3.1	Synthèse des performances recherchées et du cahier des charges associé	
	3.2	Difficultés liées à la réalisation de fibres LMA monomodes et à maintien de polarisation	
	3.3	Caractérisation modale des fibres par la méthode du S ²	
	3.3.1	Principe de la methode du S ² et mise en œuvre experimentale	
	3.3.2	Exemple typique et interpretation des resultats issus de l'algorithme de traitement des do	nnees
	d'une	e mesure de 5	58
4	Conc	clusion	62

1	État de l'art de l'amplification fibrée forte énergie : quel type de fibre utiliser pour amplifier ?	65
	1.1 Résultats majeurs d'amplification fibré forte énergie à 1 µm et fibres optiques utilisées	65
	1.1.1 Des performances brutes au cahier des charges	66
	1.1.2 Problématique d'injection des fibres LMA souples	72
	1.1.3 Principe de l'adaptateur de mode fibré	75
	1.2 Utilisation de fibres effilées pour l'amplification laser	76
	1.2.1 Principe et avantages des fibres effilées	76
	1.2.2 Choix de la fibre la plus adaptée à notre problématique	79
2	Amplification de forte énergie d'impulsions type LMJ dans les fibres effilées	84
	2.1 Architecture de la source type LMJ utilisée	84
	2.2 Architecture des étages d'amplification forte énergie	87
	2.2.1 Préamplificateur dans la gamme microjoule	87
	2.2.2 Étage d'amplification de puissance	89
	2.3 Performances obtenues	93
	2.3.1 Extraction d'impulsions de forte énergie	93
	2.3.2 Détermination expérimentale de la limitation Brillouin du système laser	. 100
	2.4 Utilisation d'une fibre effilée de 32 µm de MFD dans le dernier étage d'amplification	. 103
	2.4.1 Caractéristiques de la fibre utilisée	. 103
	2.4.2 Nouvelle limitation Brillouin du système laser	. 106
	2.5 Synthèse des performances d'amplification forte énergie d'impulsions type LMJ	. 108
3	Génération du signal par une diode laser de type DFB : impact sur les performances du système l	aser
fil	bré de forte énergie développé	. 109
	3.1 Intérêt de l'utilisation d'un signal à dérive de fréquence pour notre système	. 109
	3.2 Caractéristiques génériques des diodes de type DFB et performances de la diode utilisée	. 110
	3.2.1 Caractéristiques génériques des diodes lasers de type DFB	. 110
	3.2.2 Mesure de la dérive en fréquence de la diode utilisée au laboratoire	. 110
	3.3 Intégration de la diode DFB : mesure de l'augmentation du seuil Brillouin de notre système laser	114
4	Synthèse des performances et perspectives liées l'amplification fibrée forte énergie pour l'injection	n
de	es chaînes laser de puissance	. 119
T S	RANSPORT FIBRE D'IMPULSIONS DE FORTE ENERGIE/PUISSANCE CRET IMULATIONS NUMERIQUES	'E : 123
1	Outil numérique et méthodes de simulation	. 125
	1.1 Outils numériques	. 125
	1.2 Impulsions propagées et paramètres génériques des fibres utilisées	. 126
	1.2.1 Quel type d'impulsions ?	. 126
	1.2.2 Caractéristiques génériques des fibres	. 128
2	Seuil de Diffusion Raman Stimulée	. 130
	2.1 Seuil de Diffusion Raman Stimulée dans les fibres en silice	. 130
	2.2 Seuil de Diffusion Raman Stimulée dans les fibres à cœur creux	. 134
	2.3 Synthèse sur les limitations imposées par la SRS	. 136
3	Seuil de Diffusion Brillouin Stimulée	. 137
	3.1 Diffusion Brillouin stimulée en régime stationnaire	. 137
	3.2 Diffusion Brillouin stimulée en régime transitoire	. 139

	3.2.1	Seuil de diffusion Brillouin stimulée pour des impulsions sub-100 ns non modulées en phase	139
	3.2.2	Largeur de gain Brillouin pour des impulsions de forte intensité	142
	3.3 9	Synthèse des limitations imposées par la diffusion Brillouin stimulée	144
4	Effet	Kerr : impact de l'auto-modulation de phase	147
	4.1 0	Quelle valeur maximale pour B ?	148
	4.2 I	mpact spectral de l'intégrale B sur des impulsions non modulées en phase	149
	4.3 I	mpact spectral de l'intégrale B sur des impulsions modulées en phase	152
	4.3.1	En absence de conversion FM/AM	152
	4.3.2	En présence de conversion FM/AM	155
	4.4 I	mpact de la phase non linéaire et limitations : synthèse	165
5	Concl	usions et synthèse sur les limitations théoriques liées aux effets non-linéaires pour notre	
pı	oblémati	ique de transport fibré d'impulsions	167
E E	XPERI NERGI	ENCES DE TRANSPORT FIBRE D'IMPULSIONS TYPE LMJ DE FORT E/PUISSANCE CRETE	ГЕ 169
1	Les F	ibres de transport	171
	1.1 (Généralités	171
	1.2 I	ibres envisagées pour réaliser le transport d'impulsions de forte puissance crête	171
	1.2.1	Présentation des différents types de fibre	171
	1.2.2	Tableau de spécifications des fibres « présélectionnées »	172
	1.3 (Choix des fibres à tester	173
	1.3.1	Transport d'impulsions de puissance crête inférieure à 10 kW	173
	1.3.2	Transport d'impulsions de puissance crête supérieure à 10 kW	177
2	Démo 180	nstrations expérimentales du transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance	crête
	2.1 I	Dispositif expérimental de mesure	180
	2.2 I	Fibre PMC-C-YB-7C de la société GLOphotonics	183
	2.2.1	Résultats des tests de transport	183
	2.2.2	Comportement modal de la fibre de transport	186
	2.2.3	Conclusion	186
	2.3 I	Fibre HC-1060-02 de la société NKT Photonics	188
	2.3.1	Comportement modal de la fibre	188
	2.3.2	Résultats des tests de transport	189
	2.3.3	Seuil de dommage de cette fibre	191
	2.3.4	Conclusion	192
	2.4 I	Fibre à cœur creux fabriquée au laboratoire Xlim	193
	2.4.1	Propriétés de la fibre	193
	2.4.2	Caractérisation modale de la fibre	194
	2.4.3	Comportement en polarisation de la fibre	197
	2.4.4	Réalisation expérimentale des tests de transport	202
	2.4.5	Synthèse des performances obtenues avec la fibre à cœur creux fabriquée au laboratoire Xli	m 214
3	Synth	èse et perspectives des démonstrations expérimentales du transport d'impulsions type LM	lJ de

3	Synthese et perspectives des demonstrations experimentales du transport d'impulsions type LNIJ d	le
forte	e énergie/puissance crête	216

SYNTHESE ET PERSPECTIVES LIEES A L'AMPLIFICATION ET AU	•
TRANSPORT FIBRE D'IMPULSIONS DE FORTE ENERGIE POUR LE	ES PILOTES
DES INSTALLATIONS LASER DE PUISSANCE	
BIBLIOGRAPHIE	

Introduction

Depuis sa découverte en 1960 [1] et en seulement 50 ans, le laser est devenu à la fois un sujet de recherche et d'étude à part entière mais également un formidable outil dans nombre d'applications. À l'origine de ce succès, la très grande cohérence temporelle et spatiale du faisceau qu'il délivre qui le distingue de toutes les autres sources de lumière. Au-delà de ses propriétés intrinsèques remarquables, les évolutions scientifiques et technologiques de ces dernières décennies ont permis d'étendre son champ d'utilisation de manière impressionnante hors des laboratoires académiques qui l'ont vu naître. Il répond ainsi aujourd'hui à des problématiques aussi diverses que le micro-usinage, la transmission de l'information, la mesure de vent (LIDAR), la chirurgie ophtalmique et tant d'autres. Les 10,5 milliards de dollars de chiffre d'affaire de l'industrie du laser en 2016 [2] en atteste, au-delà du succès scientifique et technologique, le laser est également un réel succès économique. Intervenant très en amont de l'utilisateur final, et donc souvent mal connu du plus grand nombre, le laser a permis de révolutionner le mode de vie de notre société. Cette versatilité d'applications est le fruit de nombreux travaux sur les matériaux lasers (flexibilité en longueur d'onde), sur les architectures de cavité ainsi que sur les régimes de fonctionnement accessibles (continu, impulsionnel de la seconde à la l'attoseconde). Il existe ainsi aujourd'hui une véritable zoologie des systèmes lasers et il ne s'agit pas ici d'aborder l'ensemble de cette problématique (le sujet est bien trop vaste même pour 2, 3 ... thèses). Nous nous focaliserons ainsi sur un domaine particulier lié au contexte de notre étude et présenté ci-dessous.

Contexte de l'étude

Le contexte général de notre étude est celui d'une grande installation laser de puissance : le Laser Mégajoule (LMJ). Ce laser (Figure I-1) est le point culminant des travaux des 50 dernières années dont l'objectif fut la création d'installations permettant de réaliser des expériences de physique impliquant des densités d'énergie toujours plus importantes. En effet, dès sa découverte par T. Mainman [1], la capacité du laser à pouvoir déposer des énergies importantes sur des surfaces très faible et des temps courts a intéressé les physiciens. La fusion par confinement inertiel est le parfait exemple des expériences nécessitant des densités d'énergie importantes. Son principe consiste à comprimer et chauffer une capsule contenant des isotopes de l'hydrogène (Deutérium et Tritium). L'objectif est alors d'obtenir les conditions de température et de pression permettant de déclencher des réactions de fusion thermonucléaire à l'intérieur de la cible générant ainsi de l'énergie. Dès 1962, plusieurs organismes lancent d'ambitieux programmes de développement de lasers de forte énergie conduisant à la réalisation d'installations toujours plus grandes et délivrant des faisceaux toujours plus énergétiques. En 1994, le « Lawrence Livermore National Laboratory » (LLNL) démarre la conception du National Ignition Facility (NIF) aux USA [3]. En 2010, cette installation est la première à atteindre la gamme du mégajoule grâce au tir simultané de ses 192 faisceaux sur une capsule. Elle est aujourd'hui capable d'atteindre une énergie sur cible supérieure à 1,8 MJ [4].



Figure I-1 : Photos du laser Mégajoule. (a) Image extérieure du bâtiment comprenant quatre hall laser et un hall d'expérience (au centre du bâtiment). (b) Image de l'intérieur d'un des halls laser. Nous pouvons y voir quelques-unes des chaînes lasers longues de 150 mètres. (c) Image de la sphère d'expérience (environ 10 mètres de diamètre) nue de tout équipement.

En France, le Commissariat à l'Énergie Atomique lance le projet Laser Mégajoule en 1995. Cet instrument d'envergure est l'une des trois installations (avec le super calculateur TERA 1000 et l'installation de radiographie EPURE basée à Valduc) du programme dit « Programme Simulation ». Celui-ci permet à la direction des applications militaires (DAM) du CEA d'assurer la garantie des armes nucléaires en sûreté et en performances suite à la ratification par la France en 1996 [5] des traités d'interdiction des essais nucléaires. Entré en service en 2014, le LMJ a pour vocation la réalisation d'expériences de physique des plasmas permettant notamment d'étudier les mécanismes de transfert d'énergie opérant lors du fonctionnement d'une arme. Dans une architecture très proche de celle du NIF, il disposera à terme de 176 faisceaux lasers permettant d'atteindre sur cible une énergie supérieure au mégajoule. Une vision extrêmement simplifiée de son architecture optique est présentée Figure I-2. Sur cette représentation, nous distinguons cinq sous-systèmes dans le parcours d'un faisceau laser depuis la génération de l'impulsion jusqu'à sa focalisation sur cible. L'impulsion initiale à 1053 nm (quelques nanosecondes) est générée et amplifiée jusqu'au nanojoule dans la source fibrée. L'impulsion est également mise en forme temporellement et spectralement dans la source avant d'être injectée dans le module préamplificateur (MPA). Au sein de ce second étage, l'impulsion est amplifiée jusqu'au joule. Une mise en forme spatiale du faisceau permet également de transformer le profil d'intensité gaussien issu de la source fibrée en un faisceau carré de profil d'intensité uniforme requis pour l'injection des chaînes de puissance (optimisation de l'extraction d'énergie et minimisation de la fluence). Ces chaînes lasers, longues de 150 m, sont composées principalement de plaques amplificatrices de verre dopé Néodyme (40 cm x 40 cm), de filtrages spatiaux et d'un miroir déformable pour la correction du front d'onde. Après deux allers retours dans cette section principale, l'énergie du faisceau est de l'ordre de 20 kJ. L'impulsion est alors triplée en fréquence par des cristaux de KDP puis focalisée sur une cible millimétrique placée au centre de la chambre d'expérience. Cette focalisation est réalisée par un réseau focalisant qui permet également d'assurer le lissage de la tache focale sur cible [6].



x 176 faisceaux

Figure I-2 : Représentation schématique de l'architecture optique du LMJ. Nous y distinguons cinq soussystèmes principaux entre la génération du faisceau dans la source fibrée jusqu'à sa focalisation sur cible au sein de la chambre d'expérience.

Parmi ces cinq étages, la source fibrée et le module préamplificateur forment le pilote. Il s'agit d'un organe essentiel pour une chaîne laser puisqu' il confère à l'impulsion, en plus de la générer et de l'amplifier, l'ensemble de ses propriétés temporelle, spectrale et spatiale. De plus, et malgré toute sa complexité, le pilote reste un sous-ensemble à taille humaine au regard des dimensions du reste de l'installation. Pour ces deux raisons, il est possible d'envisager, à terme, une évolution des pilotes du LMJ. En ce sens, des études scientifiques sont réalisées pour permettre aux concepteurs lasers d'étudier l'ensemble des briques technologiques pertinentes en vue de l'amélioration en performances et en exploitabilité de ce sous-ensemble. L'objectif de ma thèse s'inscrit dans le cadre de ces études avec pour objectif principal la proposition de solutions basées sur la technologie des fibres optiques et permettant d'envisager une augmentation de l'énergie disponible en sortie de la source fibrée du LMJ.

Trois axes de développement

Cette volonté d'augmenter l'énergie disponible en sortie de la source fibrée se justifie par les nombreux avantages en termes de compacité, de stabilité et de facilité d'utilisation des systèmes fibrés [7] en comparaison des architectures en espace libre. Ainsi, en fonction du niveau d'énergie disponible en sortie d'une source fibrée de nouvelle génération, plusieurs scénarii d'évolution de l'architecture du MPA pourraient être envisagés, depuis la diminution du nombre d'allers retours dans la cavité régénérative jusqu'à sa suppression totale en passant par son remplacement par un amplificateur multi passages. Quelle que soit l'évolution retenue, il en résulterait une stabilité et une facilité d'utilisation accrue. Un deuxième avantage des systèmes fibrés réside en leur capacité à délivrer des puissances moyennes importantes (plus importantes que celles issues du MPA actuel limité en cadence à 1 tir toute les 5 minutes)¹. Ainsi, avec une source fibrée capable de délivrer plusieurs watts (par exemple des impulsions de 100 μ J et une cadence de 10 kHz donne 1 W de puissance moyenne), l'alignement de

¹ En raison des problèmes thermiques liés à l'utilisation de verre dopé Néodyme (amplification d'un signal à 1053 nm) qui présente une conductivité thermique plus faible que celle des cristaux usuellement utilisé en cavité laser.

l'ensemble de la chaîne pourrait être effectué avec la source seule (pas d'amplification dans le MPA) et dans un temps réduit.

Dans le but de pouvoir bénéficier, à terme, de ces avantages, l'élaboration d'une telle source de forte énergie nécessite des études amont sur les systèmes fibrés. Deux thèses ont d'ores-et-déjà eu lieu sur cette thématique. Dans la première en 2011 [8], L. Lago a démontré la faisabilité d'amplifier de manière fibrée des impulsions type LMJ (quelques nanosecondes, modulées en phase...) dans la gamme du millijoule et dans un régime multi-kilohertz. Toutefois, limitée par l'apparition d'effets non linéaires (notamment du mélange à quatre ondes), l'énergie disponible en sortie de ce système était de l'ordre de 500 µJ pour des impulsions de 10 ns. Il est également important de distinguer à ce stade les systèmes lasers à fibre dans lesquels seule l'amplification est réalisée dans une fibre optique et les systèmes entièrement fibrés. Le système développé pendant la thèse de L. Lago peut être classé dans la première catégorie (dans le dernier étage, seule l'amplification a lieu dans la fibre). Aujourd'hui, notre volonté est clairement de développer des systèmes entièrement fibrés en vue de bénéficier de la plus grande stabilité et exploitabilité. Pour ce faire, en 2014 [9,10], P. Calvet s'est focalisé sur la réalisation d'un système laser entièrement fibré permettant à la fois l'amplification des impulsions jusqu'à 100 µJ et la démonstration expérimentale de la mise en forme spatiale fibrée du faisceau depuis le mode fondamental gaussien des fibres vers un faisceau monomode, de section circulaire mais de profil d'intensité uniforme². Cette mise en forme du faisceau était réalisée grâce à une fibre microstructurée issue du laboratoire Phlam et dont le mode fondamental présente effectivement un profil d'intensité uniforme. Toutefois, le caractère légèrement multimode de la fibre et l'absence de dispositif permettant d'assurer le maintien de la polarisation du faisceau nécessitaient son utilisation sous forme d'un embout millimétrique. De même, afin d'éviter la dégradation du contenu modal de l'embout « modeplat » issue de la diffusion à la soudure des ions ytterbium de la fibre dopée, l'utilisation d'une fibre de transition passive entre la fibre amplificatrice et l'embout mode plat était requise. Le système était donc difficile à réaliser et présentait une stabilité du profil spatial assez faible.

² Cette mise en forme fibrée pourrait permettre le remplacement de la mise en forme passive effectuée dans la cavité régénérative.

Ma thèse s'inscrit dans le prolongement direct des travaux de ces deux thèses avec une philosophie générale qui consiste à converger en stabilité, en performance et en maîtrise des performances, vers un système conforme aux exigences d'une grande installation laser telle que le LMJ. Ainsi, les travaux présentés dans ce manuscrit ont pour objectif de traiter les trois problématiques suivantes :

- \rightarrow Réalisation d'**amplificateurs lasers** dans la gamme nanoseconde, à 1053 nm, entièrement fibrés et de forte énergie (> 100μ J).
- → Transport fibré d'impulsions nanosecondes, énergétiques et de forte puissance crête.
- \rightarrow Recherche de briques technologiques permettant une modification en profondeur de l'architecture de la source LMJ actuelle.

Plan du manuscrit

Afin de présenter le travail réalisé durant la thèse sur ces trois problématiques, le manuscrit s'articule autour de quatre chapitres et d'une conclusion étoffée.

Le premier chapitre sera ainsi consacré à l'établissement du cahier des charges des systèmes d'amplification et de transport que l'on souhaite développer. Pour ce faire, l'architecture de la source actuelle du LMJ et les caractéristiques des impulsions qu'elle délivre seront détaillées. Ces dernières serviront de données d'entrée pour les étages d'amplification fibrés à réaliser. Dans un deuxième temps, nous présenterons les principales difficultés et limitations liées à la montée en énergie/puissance crête des systèmes lasers fibrés. Les effets non-linéaires majeurs rencontrés dans les fibres optiques constituent une de ces difficultés génériques. Ils seront alors introduits de manière qualitative. Nous enchaînerons ensuite sur le phénomène de conversion FM/AM très particulier de notre application. Nous en présenterons les principales caractéristiques ainsi que ses conséquences sur les propriétés des fibres optiques à utiliser. Enfin, en tenant compte de l'ensemble de ces contraintes, le cahier des charges pour la réalisation d'une source fibrée de forte énergie dédiée à l'injection d'une grande installation laser telle que le LMJ sera effectivement établi en termes de performances lasers et de leurs déclinaisons sur les fibres optiques à intégrer. Ce cahier des charges sera alors commenté et des méthodes de mesure pertinentes au regard de ce dernier seront présentées.

L'objectif du second chapitre sera de présenter le système laser développé pendant la thèse pour l'amplification de forte énergie d'impulsions type LMJ. Dans un premier temps, un état de l'art des systèmes lasers fibrés nanosecondes à 1 µm sera présenté et nous soulignerons les possibilités offertes par les fibres LMA souples à l'état de l'art pour la réalisation d'amplificateurs fibrés de forte énergie. Nous justifierons alors notre choix de travailler avec des fibres dites effilées qui présentent une large aire modale associé à un comportement monomode et une facilité d'intégration accrue. Trois fibres de ce type seront identifiées et leurs caractéristiques détaillées. Nous sélectionnerons une fibre de 25 µm de diamètre de mode dont les caractéristiques semblent le plus en accord avec notre cahier des charges. L'architecture du système développé sera alors présentée et les performances obtenues seront détaillées. Le phénomène de diffusion Brillouin stimulée apparaitra comme l'effet le plus limitant pour la montée en énergie de notre système. Une seconde fibre effilée de 32 µm de diamètre de mode sera alors intégrée en lieu et place de la première pour repousser le seuil d'apparition de cet effet non linéaire délétère. Nous quantifierons l'impact de l'utilisation de cette fibre sur la limitation Brillouin et synthétiserons les performances actuellement accessibles avec cette solution pour l'amplification d'impulsions de forte énergie/puissance crête pour les pilotes des installations laser de puissance. Nous comparerons ces résultats à ceux récemment publiés dans un contexte équivalent. En fin de chapitre, nous considérerons la possibilité d'utiliser une diode laser de type DFB en remplacement de l'oscillateur fibré de la source actuelle du LMJ. En régime impulsionnel, ce type de solution présente comme avantage d'émettre un signal à dérive de fréquence permettant de repousser le seuil de diffusion Brillouin stimulée tout en conservant une grande cohérence temporelle. Il s'agira d'étudier l'impact de l'utilisation de ce type de solutions sur l'architecture et les performances du système développé. Très prospective pour des applications d'injection de grandes installations laser de puissance telles que le LMJ, cette étude aura également pour vocation de démontrer les possibilités offertes par le système développé dans un contexte plus large.

Enfin, les chapitres 3 et 4 seront dédiés à la problématique de transport fibré d'impulsions de forte énergie/puissance crête. Ils auront pour objectif de répondre à la question suivante :

Dans le cas de l'utilisation d'une source de nouvelle génération (de plus forte énergie), et en respectant l'architecture actuelle du LMJ (distance source/MPA ~ 15 m), est-il toujours possible d'effectuer le transport de nos impulsions de manière fibrée ?

Pour répondre à cette question, nous définirons de manière quantitative dans le troisième chapitre les ordres de grandeurs des limitations liés aux principaux effets non linéaires. Ainsi, les phénomènes de diffusion Raman stimulée, de diffusion Brillouin stimulée et d'automodulation de phase (effet Kerr) seront considérés. Les ordres de grandeurs des seuils Raman et Brillouin seront alors clairement établis en tenant compte des caractéristiques de nos impulsions. Pour l'effet Kerr, nous soulignerons le lien entre auto modulation de phase (SPM pour l'anglais Self Phase Modulation) et conversion FM/AM. Nous montrerons et illustrerons numériquement que l'impact de la SPM est fortement lié au niveau et à la nature de la conversion FM/AM générée en amont et au sein de la fibre de transport. Nous soulignerons alors la difficulté de définir, d'un point de vue de la SPM, un seuil quantitatif pour la limite d'intégrale B dans nos systèmes. Dans le but de rendre compte des possibilités offertes par les fibres à l'état de l'art, les calculs présentés dans ce chapitre seront effectués dans le cas de fibres en silice et de fibres à cœur creux (HC pour l'anglais Hollow Core). Pour ces dernières, nous considérerons une propagation dans l'air et mettrons en avant leurs nombreux avantages pour des applications de transport d'énergie. Fort de la connaissance de ces limitations théoriques, des fibres seront identifiées et testées en configuration transport dans un quatrième et dernier chapitre.

Dans celui-ci, nous présenterons une liste (bien sûr non exhaustive !) de fibres de nature et de mécanismes de guidage divers permettant d'envisager le transport fibré, sur 15 m, de nos impulsions de forte énergie/puissance crête. Au terme de comparaisons entre les propriétés de ces fibres et notre cahier des charges, trois fibres seront identifiées pour la réalisation de démonstrations expérimentales. Il s'agira de trois fibres à cœur creux dont le potentiel pour la minimisation des effets non linéaires aura été largement souligné. Dans un second temps, le

principe et les résultats des tests de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête seront présentés. En particulier, seront soulignés les très bons résultats obtenus avec une de ces trois fibres en termes de minimisation de la conversion FM/AM (paramètre au combien critique pour notre application) et des distorsions spectro-temporelles issues des effets non linéaires. Ces résultats confirmeront le fort potentiel qu'offrent de telles solutions. Nous serons alors en capacité de conclure sur les possibilités actuelles des fibres optiques de nouvelle génération pour effectuer le transport d'impulsions de forte énergie/puissance crête dans le cadre d'installations laser de puissance telles que le LMJ. Nous terminerons alors par des commentaires sur les axes d'améliorations nécessaires à la convergence de leurs caractéristiques vers le cahier des charges d'une telle installation.

Enfin, en conclusion, les principaux résultats obtenus seront rappelés et les perspectives de cette thématique seront abordées. En particulier, trois briques technologiques permettant d'envisager une modification en profondeur de l'architecture du pilote seront identifiées. L'utilisation de diode émettant un signal à dérive de fréquence (présenté dans le chapitre 2), les fibres monomodes délivrant un faisceau à profil d'intensité uniforme et l'utilisation de modulateurs d'intensité et de phase à des niveaux d'énergie supérieurs à ceux considérés dans la source actuelle. Nous détaillerons notamment le principe, les avantages et quelques résultats obtenus durant la thèse sur la mise en forme spatiale fibrée du faisceau qui permet de transformer le mode fondamental gaussien des fibres conventionnelles en un faisceau cohérent de profil d'intensité uniforme nécessaire à l'injection des chaînes de puissance du LMJ et bénéfique pour nombres d'applications industrielles.

I.

De la source LMJ actuelle aux performances visées : Cahier des charges du système laser

L'objectif de ce premier chapitre est d'établir le cahier des charges pour la réalisation d'une source laser fibrée de forte énergie compatible de l'injection d'une installation laser de puissance telle que le LMJ. Dans un premier temps, nous présenterons l'architecture de la source fibrée actuelle du LMJ. Les caractéristiques des impulsions en sortie de cette source seront également détaillées et serviront de données d'entrée pour les étages d'amplification fibrés à réaliser. Dans un deuxième temps, nous présenterons les principales difficultés et limitations liées à la montée en énergie/puissance crête des systèmes lasers fibrés. Les effets non-linéaires majeurs rencontrés dans les fibres optiques constituent une de ces difficultés génériques. Ils seront alors introduits de manière qualitative. Nous enchaînerons ensuite sur le phénomène de conversion FM/AM très particulier de notre application. Nous en présenterons les principales caractéristiques ainsi que ses conséquences sur les propriétés des fibres optiques à utiliser. Enfin, en tenant compte de l'ensemble de ces contraintes (caractéristiques des impulsions LMJ, limitations liées aux effets non-linéaires ainsi qu'à l'effet FM/AM), le cahier des charges pour la réalisation d'une source fibrée de forte énergie dédiée à l'injection d'une grande installation laser telle que le LMJ sera effectivement établi en termes de performances lasers et de leurs déclinaisons sur les fibres optiques à intégrer. Ce cahier des charges sera alors commenté et des méthodes de mesure pertinentes au regard de ce dernier seront présentées.

1 Architecture de base d'une source fibrée LMJ

Nous présentons dans cette première partie l'architecture actuelle d'une source LMJ et les caractéristiques des impulsions délivrées par ce système. Ces dernières serviront de données d'entrée pour les étages d'amplification forte énergie à réaliser.

L'architecture de base d'une source fibrée utilisée sur le LMJ est présentée Figure I-1. Il s'agit d'un système entièrement fibré (fibre monomode à maintien de polarisation et de diamètre de mode (MFD) de l'ordre de 6 μ m à 1053 nm) composé de six sous-systèmes chacun dédié à une ou plusieurs fonctions [11]. Nous présentons ainsi ci-dessous ces six sous-systèmes en justifiant les choix techniques retenus.



Figure I-1 : Schéma de base de l'architecture optique d'une source fibrée LMJ. (DFB) pour l'anglais Distributed Feedback Laser. (YDFA) pour l'anglais Ytterbium Doped Fiber Amplifier. (MAO) pour Modulateur Acousto Optique. (MP) pour Modulateur de Phase. (RF) pour Radio Fréquence. (ISO) pour Isolateur optique. (FO) pour Filtre Optique. (MEO) pour Modulateur Électro-Optique. (AWG) pour l'anglais Abitrary Wavefom Generator. (99 :1) désigne un coupleur dont la transmission sur les deux voies de sortie est respectivement de 99 et 1 %.

1.1 Génération du signal

Le signal est généré et amplifié dans l'oscillateur. Pour cela, un laser monofréquence fibré de type DFB (acronyme anglais de distributed feed-back) est utilisé. Celui-ci délivre un signal continu de 10 mW à 1053 nm. La raison qui motive l'utilisation de ce type de solution est la très grande cohérence du signal émis (largeur spectrale < 10 kHz dans notre cas). Cette performance est obtenue par l'inscription d'un réseau de Bragg au sein de la fibre optique dopée ytterbium (Yb) servant de milieu amplificateur. La longueur de la cavité L_{cav} est choisie courte de sorte à obtenir un intervalle spectral libre ($ISL = c/nL_{cav}$) important. Ainsi, le réseau est utilisé comme filtrage spectral et permet de sélectionner un unique mode longitudinal de la

utilisé comme filtrage spectral et permet de selectionner un unique mode longitudinal de la cavité laser assurant un fonctionnement monofréquence. Pour notre application, l'utilisation d'un tel signal est impérative pour garantir la maîtrise de la forme temporelle des impulsions (paramètre critique pour les expériences de physique des plasmas) et éviter la présence de surintensités menant à des dommages ou à la casse des optiques de fin de chaîne. En effet, dans le cas d'un oscillateur multimode, le champ optique total en sortie du laser est la somme des champs de chaque mode de la cavité. Ces modes possèdent des amplitudes différentes, des fréquences différentes (espacées par l'ISL de la cavité) et leurs phases temporelles sont décorrélées (la phase de chaque mode réalise une marche aléatoire (diffusion de phase) [12]).

Le résultat du battement entre ces modes donne lieu à un bruit d'intensité important non acceptable pour injecter une installation de puissance telle que le LMJ. De plus, le signal émis par ce type de solution présente des pics de très haute puissance dont la durée est de l'ordre de $1/_{N.ISL} = 1/_{\Delta v}$ où N est le nombre de modes battant simultanément et Δv la largeur spectrale totale du signal. De telles surintensités peuvent mener à la création de dommages importants sur les optiques de fin de chaîne voire à leur casse. Pour ces raisons, l'utilisation de sources multimodes est à bannir et le caractère monomode de l'oscillateur s'avère critique pour la génération du signal sur une installation telle que le LMJ.

En aval du DFB, un premier amplificateur fibré (YDFA1), opérant à forte saturation pour réduire l'émission spontanée amplifiée (ASE pour l'anglais *amplified spontaneous emission*), permet d'augmenter la puissance de notre signal jusqu'à 400 mW. Enfin, un modulateur acousto-optique (MAO) est utilisé pour réaliser une première mise en forme temporelle du signal. Il permet de découper des impulsions carrées de 150 ns à la fréquence de répétition de 10 kHz (paramètre ajustable). Cette découpe est utilisée pour diminuer la puissance moyenne et augmenter le gain des amplificateurs situés en aval de l'oscillateur. Il faut également noter que celle-ci engendre de fait une augmentation de la largeur spectrale des impulsions. En effet, la durée $\Delta \tau$ et la largeur spectrale Δv d'une impulsion optique sont reliées par la relation suivante :

$$\Delta \tau. \Delta \upsilon \leq cste$$
 Éq. 1

La valeur de la constante de cette inégalité dépend de la forme de l'impulsion. Un bon ordre de grandeur consiste à la prendre égale à 1 quelle que soit la forme de l'impulsion. Lorsque l'égalité est vérifiée, l'impulsion est dite limitée par Transformée de Fourier (phase spectrale nulle ou linéaire). Ainsi, dans le cas de notre impulsion carrée de 150 ns, la largeur spectrale minimum est de l'ordre de quelques mégahertz ($\frac{1}{150 ns} \cong 7 MHz$). Ces impulsions sont alors injectées dans un deuxième sous-système appelé « Mise en forme spectrale (anti-SBS) ».

1.2 Mise en forme spectrale du signal par modulation de phase temporelle - Fonction anti-Brillouin -

Comme nous l'avons précisé ci-dessus, le signal utilisé possède une largeur spectrale très faible. Garante d'une grande cohérence temporelle, cette caractéristique présente une forte contrepartie pour l'amplification et le transport d'impulsions nanosecondes de forte puissance crête. En effet, pour de telles applications, le phénomène de diffusion Brillouin représente une réelle limitation. Celui-ci entraîne la diffusion par une onde acoustique de l'onde optique incidente lors de sa propagation dans la matière [13]. En présence d'un champ électrique peu intense l'amplitude de l'onde diffusée, dite onde Stokes, reste faible. On parle alors de diffusion Brillouin spontanée. Dans le cas contraire d'un champ électrique incident de forte amplitude, le battement entre les ondes pompe et Stokes induit par électrostriction [14] une onde acoustique qui renforce l'onde Stokes initiale. Ce phénomène qui boucle sur lui-même permet une diffusion « efficace » de l'onde incidente. On parle alors de diffusion Brillouin Stimulée (SBS pour l'anglais *Stimulated Brillouin Scattering*). Au-dessus du seuil Brillouin, la puissance de l'onde Stokes augmente alors de manière exponentielle avec un facteur de gain (argument de

l'exponentiel) qui dépend de la puissance de l'onde incidente³. De par son dimensionnement et son architecture, la source fibrée du LMJ n'est pas soumise au phénomène de rétrodiffusion. En revanche, malgré la dimension des faisceaux (40 cm x 40 cm), leur intensité après la section amplificatrice principale est telle⁴ que la diffusion Brillouin stimulée transverse (90° entre les vecteurs d'ondes de l'onde principale et Stokes) dans les optiques de fin de chaîne est réellement limitant. Ainsi, l'onde Stokes est amplifiée transversalement et absorbée par les bords du composant. Si la diffusion est importante (i.e supérieure à quelques J/cm²), l'énergie laser va, en bord d'optique, être transmise au joint l'entourant provoquant sa vaporisation. En plus de la dégradation des joints, ce phénomène peut provoquer un choc thermique qui est réfléchi et se propage dans l'optique. Dans le cas d'une symétrie circulaire des optiques (laser d'ancienne génération de type Phébus en France et Nova aux États-Unis), cette onde réfléchie peut se concentrer au centre de l'optique et provoquer sa casse (Figure I-2). Dans le cas du LMJ, les optiques sont de sections carrées ce qui empêche (à priori) un fort endommagement sur un seul tir. Toutefois, afin d'atteindre les énergies visées (~ 20 kJ par faisceau à 1053 nm) sans être limité par la SBS dans les composants de fin de chaîne, une stratégie doit être mise en place pour repousser le seuil de cet effet non linéaire délétère. Celui-ci peut en effet apparaître soit dans la silice (notamment le hublot de la chambre d'expérience) soit dans les cristaux de KDP utilisés pour la conversion de fréquence.



Figure I-2 : Image de la fracture située au centre d'une lentille du laser PHEBUS. Celle-ci résulte de la focalisation d'une onde de choc elle-même générée par l'absorption sur les bords du composant de l'onde Stokes amplifiée transversalement par SBS.

En raison de la faible largeur spectrale du gain Brillouin (gamme du MHz), une méthode usuellement utilisée consiste à augmenter la largeur spectrale du signal. Le but est alors d'obtenir un signal dont le spectre est plus large que celui du gain Brillouin. Le gain de chaque onde Stokes est donc diminué et le seuil Brillouin augmenté. La largeur spectrale du gain Brillouin Δv_B est reliée au temps de vie du phonon acoustique τ_B^5 selon la relation :

$$\Delta v_B = \frac{1}{2\pi \tau_B}$$
Éq. 2

En fin de la chaîne LMJ (en réalité dès la sortie de la source fibrée), la durée des impulsions (< 10 ns) est du même ordre de grandeur que le temps de vie du phonon acoustique (quelques nanosecondes) et nous nous trouvons ainsi dans le cas dit « instationnaire » de la SBS. Le

³ Ce facteur de gain dépend du matériau, de l'angle de diffusion, de la durée de l'impulsion et de la longueur d'onde.

⁴ Pour une énergie de 4 à 5 kJ par faisceau à 351 nm (après triplement de fréquence), l'intensité moyenne en temps et en espace est de l'ordre de 2 GW/cm².

⁵ τ_B dépend des propriétés physiques du milieu mais également de la géométrie d'interaction (angle entre les vecteurs d'onde pompe et Stokes).

facteur de gain de l'onde Stokes est alors inversement proportionnel à la longueur d'onde et la SBS apparaît préférentiellement à 351 nm dans les optiques en silice situés en aval des cristaux tripleur de fréquence. Dans la silice fondue et à 351 nm, la largeur spectrale du gain Brillouin est de l'ordre de 200 MHz [15]. Afin d'obtenir une largeur spectrale supérieure pour le signal, une étape de mise en forme spectrale de nos impulsions est nécessaire⁶.

Comme nous l'avons souligné plus avant, la très grande cohérence temporelle requise pour notre application rend impossible l'utilisation d'une source intrinsèquement large telle qu'un oscillateur multimode ou encore une source d'ASE filtrée⁷. Il est donc impératif d'utiliser une méthode permettant d'augmenter la largeur spectrale du signal émis par le DFB tout en préservant sa cohérence. Une technique générale consiste alors à moduler la phase temporelle du signal. Dans notre système, cette fonction est réalisée dans le sous-système appelé « **Mise en forme spectrale (anti-SBS)** ». La modulation est appliquée au signal grâce au modulateur de phase (MP1). Il s'agit d'un modulateur électro-optique (MEO). Dans ce type de système, le signal se propage dans un matériau dont l'indice de réfraction peut être modifié par application d'une tension électrique (effet Pockels [16]). La phase de notre signal en sortie du modulateur est alors proportionnelle à la tension appliquée⁸. Le modulateur utilisé possède un V_{pi} (tension nécessaire pour appliquer un déphasage de π) de l'ordre de quelques volts. Il est alors possible d'appliquer une modulation de phase de plusieurs radians en utilisant des sources électriques de forte puissance.

De manière générale, l'expression mathématique reliant le champ optique en sortie du modulateur $E_{out}(t)$ au champ incident $E_{in}(t)$ est :

$$E_{out}(t) = E_{in}(t) \cdot e^{i\Delta\varphi(t)}$$
 Éq. 3

Avec $\Delta \varphi(t)$ le déphasage optique induit par le modulateur. Différents schémas de modulation de la phase temporelle de l'onde sont possibles tels que la modulation par une séquence numérique pseudo-aléatoire, par un bruit blanc... Le schéma utilisé sur le LMJ consiste à moduler sinusoïdalement le signal à une fréquence constante⁹. L'expression précédente devient donc :

$$E_{out}(t) = E_{in}(t) \cdot e^{imsin(2\pi f_m t)}$$
Éq. 4

Où m représente la profondeur de modulation et f_m la fréquence de modulation. En décomposant le champ incident tel que :

$$E_{in}(t) = A_0(t). e^{i2\pi f_0 t}$$
 Éq. 5

⁶ Δν_B~ λ_p^{-2} . sin($\theta/2$)² avec λ_p la longueur d'onde de pompe et θ l'angle entre les vecteur d'onde pompe et Stokes. Un élargissement efficace à 351 nm le sera donc également à 1053 nm.

⁷ Nous aborderons dans le chapitre 2 la possibilité d'utiliser une diode laser de type DFB en régime impulsionnel. Cette solution permet la génération d'impulsions nanosecondes à dérive de fréquence possédant une largeur spectrale de plusieurs gigahertz et une grande cohérence temporelle.

⁸ Le facteur de proportionnalité dépend des caractéristiques opto-géométrique du milieu électro-optique (niobate de Lithium (LiNbO₃) dans le proche infrarouge) et de la configuration (transversal ou longitudinal) du modulateur.
⁹ Nous verrons tout au long de ce document que le choix de cette technique de modulation de phase et le spectre qui en résulte ont d'importantes conséquences sur les choix technologiques et les performances accessibles pour

l'amplification fibrée d'impulsions type LMJ et de manière générale sur l'ensemble de l'architecture LMJ.

Avec $A_0(t)$ l'enveloppe de l'impulsion et f_0 la fréquence de la porteuse. Le spectre de l'impulsion modulée en phase se déduit par transformée de Fourier du champ en sortie du modulateur. Il est donc donné par :

$$\tilde{E}_{out}(t) = \left(\tilde{A}_0(f) \cdot \delta(f - f_0)\right) \otimes TF\left[e^{imsin(2\pi f_m t)}\right]$$
 Éq. 6

Le terme de déphasage complexe fait alors apparaître une somme de fonction de Bessel telle que :

$$TF[e^{imsin(2\pi f_m t)}] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m) \cdot \delta(f - n, f_m)$$
 Éq. 7

Le signal de modulation étant périodique, le spectre de l'impulsion laser est un peigne de fréquence. Afin d'accéder à la répartition énergétique entre ces raies, nous traçons préférentiellement la densité spectrale de puissance (DSP) telle que :

$$DSP(f) = |TF[e^{imsin(2\pi f_m t)}]|^2 = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |J_n(m)|^2 \cdot \delta(f - n. f_m)$$
 Éq. 8

Nous pouvons donc voir que la modulation de phase sinusoïdale permet d'étaler le spectre sur un peigne de fréquence dont les raies sont espacées de f_m et dont le poids respectif dépend de la profondeur de modulation et est donné par la fonction de Bessel du premier ordre J_n . Ainsi, pour un écart entre les raies largement supérieur à la largeur spectrale du gain Brillouin, il est démontré [17-18] que les modes Stokes évoluent de façon indépendante. L'intensité laser vue par un mode Stokes associé à une raie est alors égale à l'intensité transportée par cette dernière. Le seuil Brillouin de notre signal correspond alors au seuil de la raie présentant la DSP la plus importante. La profondeur de modulation m fixe donc la valeur du facteur d'augmentation du seuil Brillouin (FAB) tel que :

$$FAB = \frac{P_{Seuil,mod}}{P_{Seuil,0}} = \frac{1}{\max(|J_n(m)|^2)}$$
Éq. 9

Où $P_{Seuil,mod}$ et $P_{Seuil,0}$ correspondent respectivement au seuil Brillouin de notre signal avec et sans modulation de phase sinusoïdale. Sur le LMJ, la fréquence de modulation a été fixée à **2 GHz** (l'intervalle entre deux raies est donc bien supérieur à la largeur spectrale du gain de la SBS transverse à 351 nm ($\Delta v_B \sim 200 MHz$)). À partir d'expériences et de simulations numériques, il a été montré la nécessité d'obtenir un FAB au moins égale à 16 afin de s'affranchir de la SBS dans la configuration LMJ. Ainsi, la DSP maximale du spectre après triplement de fréquence doit être au maximum de 6 % de la DSP du signal sans modulation. Pour atteindre une telle valeur, la profondeur de modulation a été fixée à **m=7 radians**. Le spectre optique qui en résulte à 1053 nm est présenté Figure I-3¹⁰. Il s'agit bien d'un spectre de raies espacées de 2 GHz présentant des densités spectrales de puissance différentes. En pratique, le spectre possède une largeur donnée par 2(m+1).fm dans laquelle 98 % de l'énergie est concentrée (critère de Carson). Selon ce critère, la largeur spectrale de notre signal après modulation de phase est donc de 32 GHz. La graphique (b) de la Figure I-3 nous permet

¹⁰ Le spectre du signal à 351 nm est volontairement omis ici car il ne correspond pas à une donnée d'entrée pour la réalisation d'une source fibrée forte énergie. Toutefois, le champ après triplement de fréquence est tel que $A_{3\omega} \propto A_{1\omega}^3$. La phase optique est donc multipliée par trois et $m_{3\omega} = 3.m_{1\omega}$. Ainsi, à 3ω , le spectre de l'impulsion modulée en phase est trois fois plus large qu'à 1ω . Comme recherché, la DSP maximale de ce spectre de raie est d'environ 6 % par rapport à la DSP du signal non modulé.

également de déterminer que la DSP maximale du spectre de raies est de l'ordre de 12 % de la DSP du signal initial. Cette valeur est suffisante pour s'affranchir de la diffusion Brillouin à 1053 nm¹¹.



Figure I-3 : (a) Spectre de raies du signal après modulation de phase sinusoïdale de paramètres $f_m = 2$ GHz et m=7 radians. (b) Comparaison du spectre du signal modulé et non modulé. Les deux spectres possèdent la même énergie et sont normalisés par la DSP du signal non modulé. La DSP maximale après modulation de phase est de l'ordre de 12 % de la DSP initiale.

Continuons de suivre le parcours de notre signal dans la source LMJ ! À la sortie du modulateur de phase (MP1), nous avons donc des impulsions de 150 ns, d'environ 400 mW crête et qui présentent un spectre de raies tel que présenté Figure I-3. Un isolateur optique permet d'isoler ce modulateur d'éventuels retours issus des composants placés en aval. Les impulsions sont ensuite amplifiées une seconde fois (YDFA2) et filtrées (FO) avant d'être injectées dans un deuxième sous-système dédié à leur mise en forme spectrale (sous-système dit de **Mise en forme spectrale (Lissage**)).

1.3 Mise en forme spectrale du signal par modulation de phase temporelle - Fonction Lissage -

Pour rappel, la vocation du LMJ est la réalisation d'expériences de physique des plasmas. Ainsi, si la première modulation de phase utilisée est impérative pour obtenir les performances lasers recherchées, une deuxième modulation est nécessaire pour garantir la qualité des expériences plasmas. Cette modulation permet d'assurer une fonction dite de lissage de la tache focale sur cible. Les détails de l'utilisation d'une telle technique sur une installation telle que le LMJ sont présentés dans [19]. Il s'agit d'un sujet complexe qui n'a fait l'objet d'aucun travail pendant la thèse. Nous nous contentons donc ici de donner quelques éléments qui permettent de comprendre les motivations de l'utilisation de cette solution. Nous présenterons ensuite le spectre du signal qui résulte de cette modulation de phase et qui fait partie des donnés d'entrée pour les systèmes d'amplification fibrée forte énergie que l'on souhaite développer.

La réalisation optimale d'une expérience plasma sur le LMJ impose la maîtrise de la tache focale sur cible, sa répétabilité de tir à tir et une dimension qui permette de déposer l'énergie souhaitée en une position précise de la cible. Pour adresser ce challenge, des dispositifs sont

¹¹ En effet, le paramètre pertinent pour l'amplification de l'onde Stokes Brillouin est le produit gain x DSP_{max}. Or, le gain Brillouin est inversement proportionnel à la longueur d'onde. Le gain à 1053 nm est donc trois fois moins important qu'à 351 nm. La DSP maximale à 1053 nm, qui permet de s'affranchir de la SBS dans l'architecture LMJ, est alors d'environ 20 %.

utilisés dans la chaîne amplificatrice principale pour éliminer et compenser les défauts accumulés par le front d'onde durant sa propagation (trous de filtrage pour éliminer les hautes fréquences spatiales et miroir déformable pour compenser les défauts basses fréquences). En dépit de ces dispositifs, certaines aberrations résiduelles de la chaîne ne peuvent être compensées et induisent une dégradation de la tache focale sur cible et son évolution de tir à tir (aberrations dynamiques). Afin de se prémunir de ce problème et dans le but de contrôler la tache focale de manière répétable indépendamment des aberrations de la chaîne, il est nécessaire de briser la cohérence spatiale du faisceau juste avant sa focalisation sur cible. Une lame de phase aléatoire est alors placée sur le trajet du faisceau juste avant sa focalisation. La tache focale qui en résulte est une figure de tavelures (ou figure de speckle) dont la taille de l'enveloppe est fixée par celle des « pixels »^{12,13} de la lame de phase et la taille des grains par la dimension du faisceau. L'utilisation directe d'une figure de tavelures (présentant par nature des surintensités fortes) pour la réalisation d'expériences plasmas n'est pas non plus optimale et il est nécessaire de la lisser spatialement pour la rendre la plus homogène possible. C'est là que la deuxième modulation de phase entre en scène. Son but est alors d'augmenter la largeur spectrale de l'impulsion. Son association avec la lame de phase et un réseau de dispersion (focalisant) permettent alors de lisser la tache focale par la méthode du lissage par dispersion spectrale [20]. Gardant à l'esprit que le lissage sert à obtenir d'un point de vue du plasma une tache focale la plus homogène possible lorsque celle-ci est moyennée temporellement, des simulations numériques ainsi que des expériences ont permis déterminer les paramètres de la modulation de phase, de la lame de phase et du réseau focalisant¹⁴. Il a ainsi été choisi d'utiliser une modulation de phase sinusoïdale de profondeur m= 5 radians et de fréquence 14,25 GHz. Sur l'installation LMJ, la modulation anti-Brillouin à 2 GHz étant activée de manière systématique (à la différence de la modulation liée au lissage qui est elle facultative), le spectre après la modulation à 14,25 GHz est la convolution du spectre de raies de la modulation à 2 GHz et du spectre de raies issu de la modulation à 14,25 GHz. Ainsi, le spectre en sortie du modulateur de phase MP2 est présenté Figure I-4. Il s'agit d'un spectre de raies possédant une largeur de l'ordre de 200 GHz. Après le modulateur, un isolateur fibré permet de protéger le sous-système de mise en forme spectrale dédié au lissage. Les impulsions sont ensuite injectées dans un dernier étage d'amplification dans lequel elles sont amplifiées (YDFA3) et filtrées (FO). Les impulsions de quelques watts crête sont alors injectées dans le dernier sous-système de la source pour y être mises en forme temporellement.

¹² Un pixel est défini comme une surface équiphase. On peut par exemple subdiviser la lame de phase en éléments identiques carrés où chaque carré ajoute un déphasage aléatoire ou nul.

¹³ Contrairement à nombre d'applications, il est nécessaire d'obtenir une tache focale de grande dimension par rapport à la limite de Fourier. En effet, à 1 μ m, avec un faisceau de 40 cm de côté et une focalisation à 8 m, la limite de Fourier est de l'ordre de 25 μ m. L'intensité qui en résulte est alors supérieure aux seuils des effets Raman, Brillouin et de filamention du faisceau dans le plasma. Les conséquences : pertes d'énergie (rétrodiffusion Brillouin) et difficultés d'obtention d'un éclairement uniforme et symétrique sur la cible. Il est donc nécessaire d'obtenir une tache focale de plusieurs centaines de microns.

¹⁴ Il s'agit de trouver le meilleur compromis entre les physiciens des plasmas qui souhaitent avoir une tache focale la plus lissée possible (et donc la largeur spectrale la plus importante) et les laseristes qui souhaitent la plus faible largeur spectrale possible pour minimiser le phénomène de conversion FM/AM que nous présenterons dans la suite.



Figure I-4 : Spectre de nos impulsions de 150 ns après application des deux modulations de phase (2 GHz et 14,25 GHz).

1.4 Mise en forme temporelle du signal par modulation d'amplitude

Le système dit de Mise en forme temporelle est le dernier élément de la source. Il permet de modifier avec une grande flexibilité et de tir à tir la forme temporelle de l'impulsion utilisée pour l'interaction laser-plasma (paramètre critique pour la réalisation d'expérience plasma et notamment pour atteindre la fusion thermonucléaire. Un exemple de formes temporelles est présenté Figure I-5. La forme souhaitée est sculptée dans l'impulsion de 150 ns grâce au modulateur électro-optique (MEO). Afin d'obtenir un taux d'extinction (rapport signal à bruit) supérieur à 50 dB, le modulateur d'intensité utilisé est constitué de deux interféromètres de type Mach-Zehnder placés en série. L'un est utilisé pour découper une porte et le deuxième découpe dans cette impulsion carrée la forme temporelle désirée. Pour ce faire, le MOE est piloté par un générateur de fonction arbitraire (AWG pour l'anglais arbitrary waveform generator) possédant une résolution de 125 ps sur une enveloppe de 25 ns. Ce système permet de créer des impulsions de durée comprise entre 0,7 et 25 ns. En pratique, le modulateur d'intensité est également utilisé pour réduire la fréquence de répétition du signal en sortie de la source à 1 Hz (récurrence de l'amplificateur régénératif placé en aval (dans le MPA)). En sortie du MEO, un coupleur 99 :1 permet de prélever 1 % du signal pour réaliser différents diagnostics. Enfin, un isolateur est utilisé pour protéger la source d'éventuels retours provenant des étages suivants. En sortie de la source, les impulsions sont transportées vers les différents modules préamplificateurs par une fibre optique d'environ 15 m. Les caractéristiques de nos impulsions en sortie de la source sont résumées dans le tableau ci-dessous. Elles constituent les données d'entrées pour la réalisation de nos amplificateurs fibrés de forte énergie.



Figure I-5 : Exemples de formes temporelles envisagées pour des campagnes d'ignition (échelle horizontale en nanosecondes). Les courbes rouge et bleu correspondent à deux formes temporelles différentes. La courbe est présentée en échelle logarithmique (gauche) permettant de voir la dynamique nécessaire et en échelle linéaire (droite) [20].

1.5 De l'architecture de base d'une source à sa réalité sur l'installation LMJ

Il est important de souligner ici que seuls les organes principaux de la source, ceux qui assurent les fonctions de génération, d'amplification et de mise en forme temporelle et spectrale de nos impulsions ont été présentés. La réalité d'une source au sein de l'installation LMJ est en effet plus complexe. Afin de diminuer le nombre de sources (diminution du coût et allégement de la maintenance), il existe un multiplexage des chaînes lasers par rapport à la source fibrée. Ainsi, celle-ci est divisée en deux sous-systèmes, une baie dite oscillateur et une baie dite « baie de chaîne ». Il y a ainsi une baie oscillateur par hall laser (plusieurs chaînes) et une baie de chaîne par chaîne laser de 8 faisceaux chacune. De même, de nombreux diagnostics associés à des systèmes de sécurité sont placés dans la source. On trouve par exemple un diagnostic d'élargissement spectral qui permet de vérifier que la modulation de phase anti-Brillouin (2 GHz) est bien appliquée aux impulsions. Ce diagnostic est couplé au modulateur d'amplitude utilisé pour la mise en forme temporelle. Leur association permet ainsi de bloquer l'impulsion en cas de défaillance du système de mise en forme spectrale. L'ensemble de ces systèmes (multiplexage, diagnostics internes, dispositifs de sécurité) ne définissent ni les caractéristiques du signal en sortie de la source, ni ses performances. Ainsi, dans le cadre des études prospectives sur la réalisation d'une source fibrée de forte énergie, cette complexité supplémentaire n'est pas prise en compte. En revanche, l'intégration sur le LMJ des solutions proposées dans le cadre de ces études (et notamment dans le cadre de cette thèse) demandera nécessairement un effort d'ingénierie important pour assurer un niveau de fiabilité et de sécurité au moins équivalent à celui de la source actuelle. Un tout autre challenge...

Ainsi, nous nous concentrons uniquement dans la suite aux difficultés qui limitent la montée en énergie/puissance crête des systèmes fibrés d'amplification et de transport d'impulsions que l'on souhaite réaliser.



Tableau 1 : Tableau de synthèse des caractéristiques typiques des impulsions en sortie de la source LMJ.

¹⁵ La LIL (Ligne d'Intégration Laser) est le prototype échelle 1 d'une chaîne laser LMJ. Cette installation fut en service de 2003 à mars 2014.

2 Limitations à la montée en énergie/puissance crête des systèmes laser fibrés

Dans cette seconde partie du premier chapitre, nous présentons les difficultés liées à la réalisation de systèmes fibrés de forte énergie pour l'injection d'installation lasers de puissance telle que le LMJ. Dans un premier temps, nous introduirons une limitation générique pour les systèmes fibrés : les effets non-linéaires. Ainsi, les principaux effets tels que l'effet Kerr et les phénomènes de diffusion Raman et Brillouin seront présentés. Peu limitants dans la source actuelle en raison des faibles puissances crêtes mises en jeu, ces effets deviennent rapidement limitant dans les nouveaux systèmes développés. Il ne s'agit pas ici de rentrer dans le détail de ces effets dont les seuils dépendent bien souvent de la durée des impulsions, de leur largeur spectrale ainsi que des propriétés optiques voire acoustiques des fibres¹⁶. Il s'agit en effet, en se basant sur les formules de seuil simple et usuellement utilisées, de souligner et de justifier le recours à des fibres à large aire modale (LMA pour l'anglais Large Mode Area) pour nos applications. Ces fibres permettent en effet de diminuer l'intensité du faisceau lors de sa propagation. En contrepartie, une dégradation du contenu modal (passage d'un comportement monomode à un comportement multimode) inhérente à l'augmentation de la taille du cœur peut être observée. Nous présenterons alors dans un deuxième temps, le phénomène de conversion FM/AM. Très particulier à notre application, il sera le deuxième point dur pour la réalisation de nos systèmes. Nous verrons notamment que la minimisation de cet effet impose un cahier des charges très lourd pour les fibres à intégrer et en particulier sur les propriétés modales et de maintien de polarisation.

2.1 Difficultés génériques de l'amplification et du transport fibrés d'impulsions de forte puissance crête : Principaux effets non-linéaire dans les fibres optiques

Les effets non-linéaires représentent la principale limitation à la montée en énergie et en puissance crête des systèmes lasers fibrés. Cette limitation est due à l'association d'un fort confinement du champ électromagnétique dans le cœur de la fibre (menant à une forte intensité) et à une longueur d'interaction souvent importante (plusieurs mètres). Le produit intensité fois longueur est alors bien supérieur dans les systèmes fibrés que dans le cas des systèmes en espace libre et l'apparition des effets non linéaires y est donc favorisée.

Physiquement, lorsque le champ électromagnétique est très intense, le vecteur polarisation du milieu (réponse du milieu au champ excitateur) peut être développé en série de puissance du champ électrique \vec{E} telle que [13]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \cdots \right)$$
$$\equiv \vec{P}_L^{(1)} + \vec{P}_{NL}^{(2)} + \vec{P}_{NL}^{(3)} + \cdots$$
 Éq. 10

Où ε_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(n)}$ le tenseur de susceptibilité d'ordre n, : et : les produits tensoriels de première et deuxième espèces. $\chi^{(1)}$ est lié aux propriétés optiques linéaires du milieu (indice de réfraction, absorption, biréfringence). Les tenseurs d'ordre supérieur sont eux liés aux effets non-linéaires. $\chi^{(2)}$ permet ainsi de rendre compte des effets de génération de seconde harmonique et de somme ou différence de fréquence. Toutefois, dans le cas de

¹⁶ Une étude détaillée des limitations liées aux effets non-linéaires pour le transport fibré d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête sera présentée dans le chapitre 3.

matériaux à caractère centrosymétrique telle que la silice des fibres, la susceptibilité d'ordre 2 est nulle. Ainsi, les fibres sont principalement le siège d'effets non-linéaires du troisième ordre pris en compte par le terme $\chi^{(3)}$ [22]. Ces effets sont cités ci-dessous et introduits dans la suite :

$$\begin{array}{l} \rightarrow \ Effet \ Kerr \\ \rightarrow \ Diffusion \ Raman \\ \rightarrow \ Diffusion \ Brillouin \end{array}$$

2.1.1 Effet Kerr optique

L'effet Kerr est lié à la déformation du nuage électronique dans les molécules du milieu considéré et sa réponse peut être considérée comme instantanée. Cet effet donne lieu à des phénomènes dit de réfraction non-linéaire tels que l'auto-modulation de phase et l'auto-focalisation et des phénomènes de génération paramétrique.

2.1.1.1 Phénomènes de réfraction non-linéaire

Ces phénomènes sont issus de la dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu optique transparent à l'intensité du faisceau (d'où le nom de réfraction non-linéaire). Ainsi, l'indice du milieu peut être décomposé en une partie linéaire et une partie non-linéaire tel que :

$$n(I(r,t)) = n_L + n_2.I(r,t)$$
 Éq. 11

Avec n₂ l'indice non-linéaire du milieu et I(r,t) l'intensité du faisceau à la coordonné r au temps t. L'indice non-linéaire dépend de la partie réelle du tenseur de susceptibilité $\chi^{(3)}$ du milieu considéré et prend une valeur de n₂=3,2.10⁻²⁰ m²/W pour la silice [22]. En régime de forte intensité, l'impact du terme n₂.I(r,t) peut entrainer deux effets non linéaires. Ainsi, la dépendance de l'indice de réfraction à la position (par l'intermédiaire de l'intensité) donne lieu au phénomène d'**auto-focalisation** et sa dépendance en temps au phénomène d'**auto-modulation** de phase.

Auto-focalisation

Dans le cas d'un faisceau gaussien (mode fondamental d'une fibre optique), le terme $n_2.I(r,t)$ présente des valeurs plus importantes au centre du faisceau que sur les bords. La phase introduite par ce terme non linéaire produit donc une courbure de la phase spatiale équivalente à celle introduite par une lentille. Au-dessus du seuil critique, l'effet est suffisant pour entrainer la focalisation du faisceau et engendrer des dommages dans le milieu de propagation. Le seuil de cet effet est donné par [23]:

$$P_c = \frac{1,86}{k_0 n_0 n_2}$$
Éq. 12

Avec k_0 le nombre d'onde dans le vide, n_0 l'indice effectif du mode fondamental de la fibre et n_2 l'indice non linéaire du milieu. Ainsi, dans la silice et à 1053 nm, la puissance crête seuil¹⁷

¹⁷ Il est intéressant de souligner qu'il s'agit bien d'un seuil en puissance crête et non en intensité. L'augmentation de la taille du cœur de la fibre ne permet en rien de repousser l'apparition de cet effet. Il s'agit d'une limite fondamentale à l'augmentation de la puissance crête délivrée par les systèmes fibrés. Le recours à des techniques de combinaison de faisceaux permet de dépasser cette limitation au prix de systèmes complexes.

de l'auto-focalisation est de l'ordre de 4 à 6 MW. Toutefois, même pour des puissances crêtes en dessous du seuil, lorsque le terme non-linéaire n'est plus négligeable devant le terme linéaire, les propriétés optiques du guide sont modifiées et un phénomène de diminution de la taille du mode peut être observé. Ainsi, pour une puissance crête de l'ordre de 10 % du seuil d'auto-focalisation, le diamètre du mode fondamental (MFD pour l'anglais *Mode Field Diameter*) est réduit de 10 %. Pour une puissance crête de l'ordre de 60 % du seuil, la réduction est de 50 % [24]. Comme illustré Figure I-6, il est également intéressant de noter que l'évolution du MFD en fonction de la puissance crête du signal dépend de la fréquence normalisée V de la fibre¹⁸.

En tout état de cause, ces valeurs sont bien supérieures aux puissances crête maximale en jeu dans nos systèmes. Pour rappel, l'objectif ultime reste d'amplifier jusqu'au millijoule des impulsions de durée minimale de 3 ns. Les puissances crêtes maximales en jeu seront donc de l'ordre de 300 kW. Dans ces conditions, aucun effet d'auto-focalisation ne sera observé et la réduction du MFD du mode fondamental peut être négligée. De plus, ces valeurs sont également bien plus élevées que les seuils d'autres effets non-linéaires néfastes comme nous allons le voir ci-dessous. Nous nous intéresserons donc uniquement au pendant temporelle de l'auto-focalisation, l'auto-modulation de phase (SPM pour l'anglais *Self Phase Modulation*).



Figure I-6 : Évolution du rapport ω/ω0 (rayon du mode/rayon du mode sans contribution du terme n₂.I(r)) en fonction du rapport P_C/P_{Seuil} pour différentes valeurs de la fréquence normalisée V (d'après [23]).

Auto-modulation de phase

Une grandeur représente un bon indicateur des effets liés à la non-linéarité Kerr. Celle-ci est nommée « intégrale B » et est exprimée en radians. Cette grandeur est calculée grâce à l'expression suivante :

$$B(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 \frac{P(z;t)}{A_{eff}} dz$$
 Éq. 13

Avec λ_0 la longueur d'onde du signal, L la longueur de la fibre et P la puissance instantanée à la position longitudinale z dans la fibre. Le temps t est lui exprimé dans le référentiel de l'impulsion se déplaçant dans la fibre à la vitesse de groupe. L'intégrale B donne la phase non-linéaire accumulée par chaque point (chaque temps t) de l'impulsion lors de sa propagation dans la fibre. Dans l'hypothèse d'une propagation de l'impulsion sans déformation (pertes

¹⁸ Pour une fibre à saut d'indice, $V = \frac{2\pi R_c}{\lambda}$. *ON* avec R_c le rayon du cœur de la fibre, ON son ouverture numérique et λ la longueur d'onde de travail. Si V<2.405 la fibre est monomode. Elle est multimode dans le cas contraire.

nulles, pas d'amplification, pas de dispersion de vitesse de groupe), cette expression se simplifie. En introduisant le coefficient non-linéaire γ exprimé en m⁻¹.W⁻¹ tel que :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$$
Éq. 14

Avec A_{eff} l'aire effective du mode optique à la pulsation de travail ω_0 et c la vitesse de la lumière dans le vide. La phase non-linéaire $\phi_{NL}(t)$ accumulée par chaque point de l'impulsion à la fin de la fibre s'exprime telle que :

$$\phi_{NL}(t) = B(t) = \gamma P(t)L \qquad \text{Éq. 15}$$

Nous pouvons ainsi remarquer logiquement que plus la fibre est longue et plus la phase accumulée est importante. De la même manière, la phase accumulée est d'autant plus importante que le diamètre de mode est faible ($\gamma \sim 1/A_{eff}$). Enfin, l'auto-modulation crée une phase temporelle de la même forme que l'impulsion. **Cette phase variant temporellement implique que la fréquence optique instantanée varie le long de l'impulsion autour de sa valeur centrale \omega_0. La différence avec cette valeur centrale est la dérive en fréquence \delta \omega (ou chirp) donnée par \delta \omega = -\frac{\partial \phi}{\partial t}. Ainsi, la SPM se traduit par un élargissement spectral de l'impulsion.** Il transparait que la forme de l'impulsion joue un rôle prépondérant. Plus l'impulsion présente de variations temporelles et plus l'augmentation de la largeur spectrale est importante (en termes de densité spectrale de puissance située hors du support spectrale initial).

De même, plus ces variations sont rapides et plus le support spectral est important¹⁹. La Figure I-7 permet de visualiser l'impact de la SPM sur la phase temporelle, le chirp et le spectre d'une impulsion gaussienne dont le point de puissance crête maximale a accumulé une phase nonlinéaire de 30 radians (exemple arbitraire).

Il apparait clairement que la SPM est une conséquence incontournable du fort confinement du signal dans le cœur des fibres. Nous y serons soumis rapidement lors de la montée en énergie de nos impulsions **ce qui motive d'ores-et-déjà**



l'utilisation de fibres courtes et de large aire modale pour minimiser l'élargissement spectrale induit. Il faut toutefois noter qu'il n'existe pas de seuil à partir duquel l'augmentation de la largeur spectrale de l'impulsion induit par SPM se déclenche. Nous reviendrons plus en détail dans le chapitre 3 sur cette problématique de modification spectrale liée à la phase non-linéaire dans le cadre du transport sur plusieurs mètres d'impulsions type LMJ de plusieurs dizaines de kilowatts crête. Nous verrons alors que pour notre application, la définition d'un

¹⁹ Nous reviendrons sur ces considérations dans le chapitre 3 qui traite de la problématique de transport fibré d'impulsions de forte énergie/puissance crête.

seuil limite autorisé en termes d'intégrale B n'est pas triviale et reste encore aujourd'hui sujette à discussion.



Figure I-7 : Caractéristiques temporelles et spectrales, après propagation, d'une impulsion gaussienne de durée totale à mi-hauteur égale à 1 ns et dont le centre de l'impulsion a accumulé une intégrale B de 30 radians.

2.1.1.2 Phénomènes de génération paramétrique

Nous avons mentionné lors de la présentation de l'effet Kerr que celui-ci peut être à l'origine d'autres types de phénomènes dit de génération paramétrique²⁰ (ou mélange à quatre ondes). Ces phénomènes sont gênants pour notre application puisqu'ils mènent à des pertes à la longueur d'onde d'intérêt ainsi qu'à des distorsions temporelles et spectrales. En effet, ils mettent en jeu quatre ondes de pulsation ω_i et de constante de propagation β_i (i=1 à 4)²¹. Les phénomènes de génération paramétrique correspondent alors à des échanges d'énergie entre ces quatre ondes. Ces phénomènes obéissent à 2 lois de conservation très générales en physique.

La conservation de l'énergie se traduit par le fait que la somme des pulsations des ondes initiales (annihilées par le processus) doit être égale à la somme des pulsations des ondes finales (générées par le processus). Nous pouvons alors obtenir à titre d'exemple, des expressions du type : ω₄ = ω₁ + ω₂ + ω₃ qui signifie qu'un photon à ω₁, un photon à ω₂ et un photon à ω₃ ont été annihilés pour créer un photon à ω₄. Dans cet exemple, si ω₁ = ω₂ = ω₃ = ω_{signal}²², la création d'un photon à ω₄ nous aura « coûtée » trois photons à la longueur d'onde d'intérêt.

²⁰ Ils sont appelés de cette manière car il n'y a pas, en moyenne, d'échanges d'énergie avec la fibre.

²¹ $\beta = n_{eff} k_0$ où n_{eff} est l'indice effectif du mode dans la fibre et $k_0 = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde.

²² Cas de la génération de troisième harmonique

La conservation de la quantité de mouvement (ou condition d'accord de phase²³) se traduit par le fait que la somme des vecteurs d'onde des ondes initiales (annihilées) moins la somme des vecteurs d'onde des ondes finales (générées) est égale à zéro. Dans le cas du processus défini ci-dessus, on arrive à l'égalité suivante :β₁ + β₂ + β₃ - β₄ = 0. En particulier, n(3ω) = 3n(ω) dans le cas de la génération de troisième harmonique.

La deuxième loi de conservation est très restrictive car les constantes de propagation dépendent de la dispersion chromatique de l'indice du matériau constituant le cœur ainsi que des dispersions chromatique, modale (fibre multimode) et de polarisation (fibre à maintien de polarisation) de l'indice effectif du guide seul. Il est également possible de montrer que le gain des ondes générées (gain paramétrique) dépend du coefficient non-linéaire (Éq. 14) de la fibre²⁴. Toutefois, bien que déjà observé dans les systèmes développés pour l'amplification fibrée de forte énergie d'impulsions type LMJ [8,25], il est impossible d'extraire une loi générale permettant de quantifier la limitation en termes de puissance crête liée aux phénomènes de génération paramétrique. Seules des expériences pourront permettre de mettre en évidence la présence ou l'absence de cet effet non linéaire délétère dans les systèmes développés.

Après la présentation de ces effets élastiques (conservation de l'énergie optique totale), nous poursuivons la présentation par la présentation de deux effets inélastiques que sont la diffusion Raman et la diffusion Brillouin.

2.1.2 Diffusion Raman

À la différence de l'effet Kerr lié au mouvement des électrons, l'effet Raman est lié aux molécules du milieu ^{25[26]}. Il s'agit d'un phénomène de diffusion inélastique impliquant des échanges d'énergie entre le signal optique et le milieu. Ces échanges se font par l'intermédiaire des niveaux vibrationnels²⁶ des molécules du milieu considéré. Ainsi, la longueur d'onde du photon incident est différente de la longueur d'onde du photon émis. Le processus le plus limitant est celui de la diffusion Raman Stokes représenté Figure I-8.

²³ En mécanique quantique, $\vec{p} = \hbar . \vec{k}$ avec \vec{k} le vecteur d'onde.

²⁴ Si l'accord de phase est conservé le long de la fibre, et en négligeant l'élargissement temporel de l'impulsion et les pertes de propagation, le gain maximum est donné par $g_p = \frac{2\pi n_2}{\lambda}$.

²⁵ Pour la silice, le temps de réponse Raman des molécules est de l'ordre de 50-100 fs. Pour nos impulsions nanosecondes, il sera considéré comme instantané.

²⁶ Nous verrons plus loin dans le manuscrit que dans le cas de fibres très particulières dites fibres à cœur creux, l'effet Raman dans l'air devra être pris en compte. Dans ce cas, la diffusion Raman est liée aux niveaux d'énergie rotationnels des molécules de diazote.



Figure I-8 : Diagramme des niveaux d'énergie représentant (a) la diffusion Raman spontanée Stokes et (b) la diffusion Raman stimulée Stokes.

Dans celui-ci, un photon laser incident à la pulsation $\omega_{\rm L}$ est diffusé en un photon de plus basse énergie $\omega_{\rm S} = \omega_{\rm P} - \Omega$ (S=Stokes). La différence d'énergie ($\hbar \Omega$) est absorbée par le milieu qui passe du niveau d'énergie vibrationnel $|v_n\rangle$ au niveau $|v_{n+1}\rangle$. À faible intensité, chaque centre de diffusion agit indépendamment des autres et l'émission des photons Stokes est incohérente. On parle alors de diffusion Raman Stokes spontanée (Figure I-8 (a)). Lorsque l'intensité devient suffisamment importante, la probabilité qu'un photon laser et un photon Stokes (ou une série) arrivent « simultanément » sur un centre diffusant augmente. Ces centres de diffusion peuvent ainsi émettre des photons Stokes cohérent avec ceux déjà présent (Figure I-8 (b)). On parle alors de diffusion Raman stimulée (SRS pour l'anglais *Stimulated Raman Scattering*). Ce processus peut devenir suffisamment efficace pour transférer une part importante de la puissance laser vers les hautes longueurs d'onde. Il est ainsi possible de définir un seuil Raman qui définit la puissance crête (ou l'intensité) à partir de laquelle la composante Stokes va croître de façon quasi-exponentielle. Le facteur de gain de cette exponentielle dépend du gain Raman noté $g_R(\Omega)^{27}$ qui dépend lui-même du milieu considéré. Pour la silice fondue, le gain Raman de la diffusion Stokes est large²⁸ (~40 THz) et présente un pic noté g_R aux alentours de 13 THz (Figure I-9). À 1 μ m, g_R=1.10⁻¹³ m/W [22].



Figure I-9 : Représentation du gain Raman Stokes en fonction du décalage en fréquence Ω [22].

En régime continu ou quasi-continu et en négligeant la déplétion de la pompe et les pertes de propagation (fibre courte), le seuil Raman²⁹ est alors donné par [27]:

$$P_{Seuil}^{SRS} = \frac{16 \, A_{eff}}{g_R L}$$
Éq. 16

²⁷ D'un point de vue fondamental, $g_R(\Omega)$ est relié à la partie imaginaire de $\chi^{(3)}$.

²⁸ Nature amorphe de la silice fondue.

²⁹ Le seuil Raman est défini comme la puissance de signal incidente pour laquelle $P_{\text{Stokes}}(L)=P_{\text{Signal}}(L)$ avec L la longueur de la fibre.

33

Avec A_{eff} l'aire effective du mode dans la fibre, gR le pic de gain Raman et L la longueur de la fibre.

Cette puissance seuil augmente donc linéairement avec l'aire effective du mode de la fibre et est inversement proportionnel à sa longueur. Pour l'amplification, l'utilisation de fibres courtes (fortement dopées) et de large aire modale doit donc être privilégiée afin d'éviter le transfert de l'énergie optique depuis la longueur d'onde d'intérêt vers les hautes longueurs d'onde.

Ordre de grandeur $\lambda = 1 \ \mu m$ MFD = 6 \ \mu m $g_R = 1.10^{-13} \ m/W$ L=1 m

2.1.3 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est le deuxième phénomène de diffusion inélastique (perte d'énergie optique) pouvant se produire dans une fibre optique. Nous avons d'ores et déjà discuté de la diffusion Brillouin transverse (90° entre les vecteurs d'onde du signal et de l'onde Stokes) dans les grandes optiques de fin de chaîne sur la LMJ (paragraphe 1.2). Dans le cas des fibres optiques, l'onde Stokes issue de la diffusion du signal se propage uniquement en sens contrapropagatif au signal (une seule direction de propagation possible). On parle alors de phénomène de rétrodiffusion Brillouin. Dans ce cas, la superposition des ondes signal et Stokes (décalée en fréquence par effet Doppler) mène à la création d'une figure d'interférence se déplaçant dans la fibre dans le même sens que le signal. En présence d'un signal de forte intensité, cette figure d'interférence crée par électrostriction³⁰ un réseau d'indice de réfraction. Si le décalage Doppler de l'onde Stokes est tel que le réseau d'interférence se déplace à la vitesse du son V_a, l'électrostriction induite va renforcer l'onde acoustique (résonance Brillouin). Ce renforcement exacerbe le processus de diffusion, donc augmente le contraste du réseau d'interférence, donc augmente à nouveau l'onde acoustique par électrostriction... Le phénomène s'emballe et la rétrodiffusion du signal devient efficace. Il s'agit du phénomène de Diffusion Brillouin Stimulée. Ce phénomène est à éviter dans nos systèmes puisqu'il mène à une diminution de l'efficacité optique, à une perte de pureté spectrale et à un bruit d'amplitude important. De même, le signal rétrodiffusé peut engendrer un endommagement des composants placés en amont. Il est donc important de rester sous le seuil de cet effet délétère. De manière équivalente à l'effet Raman, le seuil Brillouin correspond à la puissance crête du signal incident au-dessus de laquelle la puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée augmente de façon exponentielle. L'argument de l'exponentielle dépend alors d'un facteur de gain appelé gain Brillouin et noté $g_B(\Omega)$. La largeur spectrale du gain Brillouin est reliée au temps de vie du phonon acoustique

³⁰ Effet d'électrostriction : Sous l'effet d'un champ électrique inhomogène, la matière à tendance à fuir les zones présentant un gradient du carrée du champ (minimisation de l'énergie du matériau) c'est-à-dire les gradients d'intensité lumineuse.

dans le milieu considéré³¹. Dans la silice, il est de l'ordre de 50 MHz (plus faible d'un facteur ~10⁶ par rapport à la largeur du gain Raman). De même, le décalage spectral (v_B) et la valeur du pic de gain Brillouin (g_B) dépendent des propriétés acoustiques, mécaniques et optiques du milieu. Dans la silice et autour de 1 µm, le décalage spectral est de l'ordre de 16 GHz et g_B est compris entre 3 et 5.10⁻¹¹ m/W. Ainsi, en régime continu ou quasi-continu et en négligeant la déplétion de la pompe (signal) et les pertes de propagation (fibre courte), le seuil Brillouin³² est alors donné par [27] :

$$P_{Seuil}^{SBS} = \frac{21 A_{eff}}{g_B L}$$
Éq. 17

Cette relation possède la même forme que celle du seuil Raman et la puissance seuil de la SBS augmente donc linéairement avec l'aire effective du mode de la fibre et est inversement proportionnel à sa longueur.

Nous pouvons toutefois constater en comparant les ordres de grandeurs des puissances

seuils Raman et Brillouin que l'effet le plus limitant semble clairement l'effet Brillouin. La différence entre les valeurs de pic de gain Raman et Brillouin mène en effet à un rapport des puissances seuils de l'ordre de $400 \quad (P_{Seuil}^{SRS}/P_{Seuil}^{SBS}\sim400)$. L'effet Brillouin semble même extrêmement restrictif puisqu'il limiterait à 10 watts la puissance



crête que l'on peut transporter sur un mètre dans une fibre de la source LMJ actuelle (MFD=6 μ m). En réalité, il est important de garder à l'esprit que la valeur du pic de gain Brillouin est sujette aux deux hypothèses suivantes sur le signal optique :

- L'onde signal (de pompe pour le Brillouin) est continue ou quasi-continue. Pour cela, la durée de l'impulsion T₀ doit être bien supérieure au temps de vie T_B des phonons acoustiques (quelques nanosecondes³³). En pratique on considère que cette hypothèse est vérifiée pour des impulsions de durée supérieure à 100 ns.
- La largeur spectrale de la pompe est très inférieure à celle du gain Brillouin.

De la même manière que dans le cas de la diffusion Brillouin transverse évoqué plus avant, il est possible d'augmenter significativement le seuil de la SBS lorsque qu'au moins une de ces hypothèses n'est pas vérifiée. Ainsi, nous prendrons en compte dans le chapitre 3 les caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions type LMJ pour définir quantitativement <u>l'ordre de grandeur du seuil Brillouin pour des applications de transport fibré d'impulsions</u>.

³¹ Dans le cas des fibres, ce temps de vie dépend des propriétés du matériau mais aussi du guide.

 $^{^{32}}$ Le seuil Brillouin est défini comme la puissance de signal incidente pour laquelle $P_{Stokes}(0)=P_{Signal}(L)$ avec L la longueur de la fibre.

 $^{^{33}}$ La valeur varie selon les propriétés de la fibre utilisée. Typiquement, 2 ns < T_B < 15 ns.

Pour l'heure, la limitation liée aux principaux effets non-linéaires dont les fibres optiques sont le siège ne mène pas à un cahier des charges quantitatif sur les fibres à intégrer. Cette partie permet toutefois de souligner l'importance de (1) **travailler avec des fibres LMA** afin de minimiser l'intensité du faisceau et (2) **minimiser les longueurs de fibres utilisées et/ou utiliser des fibres qui minimisent les facteurs de gain des effets non-linéaires**. Nous allons voir ci-dessous que la coexistence de la première de ces spécifications avec le cahier des charges imposé par la problématique de conversion FM/AM rend la réalisation et la recherche de telles fibres particulièrement ardue.

2.2 Difficulté spécifique liée à l'amplification et au transport fibrés d'impulsions type LMJ : Phénomène de conversion FM-AM

Lors de la présentation de l'architecture de la source actuelle du LMJ (partie 1), nous avons montré que deux modulations³⁴ de phase sinusoïdales sont appliquées au signal pour augmenter sa largeur spectrale. Utile pour répondre aux spécificités de l'installation (diffusion Brillouin transverse et lissage par dispersion spectrale), l'élargissement présente en contre partie des inconvénients liés aux nombreuses distorsions spectrales rencontrées durant la propagation. Il s'agit de l'effet de conversion FM-AM (pour l'anglais *Frequency Modulation to Amplitude Modulation conversion*). Si ce phénomène fut très utile dans le domaine des télécommunications [28], il s'agit bien d'un phénomène parasite dans le cadre d'installations laser de puissance tel que le LMJ [15,29,30]. Il ne s'agit pas ici de décrire la physique de la conversion FM-AM mais de présenter son impact sur les impulsions et de définir les grandeurs utilisées pour quantifier leur dégradation. Nous listerons ensuite différentes sources de conversion FM-AM dans les systèmes fibrés et nous définirons alors le cahier des charges (pour les fibres optiques) requis pour sa minimisation.

2.2.1 La conversion FM-AM

Nous avons vu que la(les) modulation(s) de phase appliquée(s) au signal dans la source mène(nt) à un spectre de raies plus ou moins complexe. S'agissant d'une modulation de la phase de l'onde, le profil temporel des impulsions n'est lui (en théorie) absolument pas modifié. Cependant, au cours de la propagation du signal, les différents éléments optiques rencontrés peuvent filtrer (en phase ou en amplitude) le spectre optique du signal et convertir partiellement la modulation de phase en une modulation d'amplitude (et donc en modulation d'intensité). D'où le nom de conversion FM-AM. La forme temporelle de l'impulsion présente alors des modulations (potentiellement à hautes fréquences). Un exemple (arbitraire) de modulations temporelles issues de ce phénomène est présenté Figure I-10.

³⁴ Pour rappel, la modulation anti-Brillouin est systématiquement appliquée alors que la modulation liée au lissage peut ne pas être activée.



Figure I-10 : Exemple de conversion FM-AM. (a) En rouge, le spectre de l'impulsion avant filtrage (modulation de phase anti-Brillouin) et en noir la fonction de transfert appliquée (filtrage gaussien de 30 GHz de largeur totale à mi-hauteur centré sur le spectre de raies). (b) Forme temporelle après filtrage (simulation).

Dans le cadre d'une installation laser de puissance telle que le LMJ, ces modulations sont délétères pour plusieurs raisons :

- Synchronisation des faisceaux : La modulation temporelle déforme les fronts des impulsions (modifications fluctuantes de tir à tir car la modulation de phase et la mise en forme temporelle ne sont pas synchrone). Si un seuil commun de synchronisation est fixé, la déformation des fronts ne permet pas d'atteindre le synchronisme recherché (à terme 40 ps entre les 176 faisceaux).
- *Symétrie d'irradiation de la cible* : Il s'agit d'un critère critique pour certaines expériences. Par exemple, l'obtention de la fusion thermonucléaire nécessite une compression symétrique de la capsule de Deutérium-Tritium. Plus il y a de conversion FM-AM et moins la symétrie d'irradiation sera assurée (forme temporelle différente sur chacun des faisceaux). La compression de la capsule sera mauvaise et la réaction de fusion dégradée. Pour cet effet, il a été montré [31] que l'inertie est assez lente et que les modulations d'intensités supérieures à 10 GHz ne sont pas gênantes.
- *Endommagement des optiques* : Bien que très rapide, les modulations d'intensités générées par conversion FM-AM peuvent provoquer voire accélérer l'endommagement des optiques de fin de chaîne.

Pour l'ensemble de ces raisons, il est nécessaire de quantifier et de minimiser le niveau de conversion FM-AM en sortie de nos systèmes fibrés. Ainsi, les grandeurs pertinentes pour la caractérisation de nos impulsions sont présentées ci-dessous. Les différentes sources de conversion FM-AM dans les systèmes fibrés seront ensuite introduites permettant de définir le cahier des charges des fibres à utiliser.

2.2.2 Formalisme de la conversion FM-AM

Nous rappelons que l'expression du champ optique modulé en phase est :

$$E_{mod}(t) = E_{non,mod}(t) \cdot e^{i\Delta\varphi(t)}$$
 Éq. 18

Avec $\Delta \varphi(t)$ la modulation de phase temporelle. À partir de cette expression, il apparaît clairement que l'intensité du signal est préservée par cette opération.

$$I_{mod}(t) = |E_{mod}(t)|^2 = |E_{non,mod}(t).e^{i\Delta\varphi(t)}|^2 = I_{non,mod}(t)$$
 Éq. 19

En revanche, pour rendre compte du phénomène de conversion FM-AM, le filtrage spectral appliqué au signal par chaque élément traversé est modélisé par une fonction de transfert notée $H(f)^{35}$. Nous nous plaçons alors dans le domaine fréquentiel pour exprimer le champ optique (\tilde{E}_H) en sortie du composant tel que :

$$\tilde{E}_H(f) = H(f). \tilde{E}_{mod}(f)$$
 Éq. 20

Expérimentalement, nous mesurons l'intensité $I_H(t)$ en sortie de l'élément optique de fonction de transfert H(f). L'expression de cette intensité est :

$$I_H(t) = |TF^{-1}[\tilde{E}_H(f)]|^2$$
 Éq. 21

Il est alors possible de déterminer la « qualité » de notre impulsion d'un point de vue de la minimisation de la conversion FM-AM grâce à deux grandeurs physiques que nous appelerons respectivement facteur de surmodulation et spectre électrique.

Facteur de surmodulation β

Ce paramètre est utilisé pour mesurer la profondeur des modulations d'intensité issue de la conversion FM-AM³⁶. Son expression est :

$$\beta_{FMAM} = \frac{l_{max}}{l_{moy}} - 1$$
 Éq. 22

Avec I_{max} et I_{moy} les intensités (puissances crêtes) maximum et moyenne du plateau de l'impulsion. S'il n'y a pas de conversion FM-AM, $\beta_{FMAM} = 0$. Si la conversion FM-AM donne lieu à un pic d'intensité deux fois plus élevé que l'intensité moyenne du plateau de l'impulsion, $\beta_{FMAM} = 100$ %. Pour exemple, l'impulsion de la Figure I-10 présente un facteur de surmodulation de 30 %.

Ce facteur est très utile pour quantifier la déformation de l'impulsion mais une autre information est nécessaire pour qualifier une impulsion, le spectre de ses modulations d'intensité.

Spectre électrique

Il s'agit ici de regarder le contenu spectral des modulations d'intensité d'une impulsion soumise au phénomène de conversion FM-AM. Ainsi, le spectre électrique d'une impulsion en sortie d'un système optique de fonction de transfert H(f) sera calculé tel que :

Spectre électrique =
$$|TF[I_H(t)]|$$
 Éq. 23

Si le spectre électrique ne doit pas être confondu avec le spectre optique de l'impulsion (notamment lié à la modulation de phase appliquée), ses propriétés dépendent à la fois de la fonction de transfert appliquée mais également de la modulation de phase utilisée.

³⁵ H(f) étant la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle h(t) du système traversé.

³⁶ Un autre paramètre noté $\alpha = 2. \left(\frac{lmax-l_{min}}{l_{max}+l_{min}}\right)$ peut également être utilisé mais celui-ci est borné à 200 %. En pratique, la conversion FM-AM n'a aucune raison d'être bornée et on peut avoir des pics à hautes fréquences très intense. On préfère donc utiliser le facteur β .

Ainsi, il est possible de montrer [29] que l'utilisation d'une modulation de phase sinusoïdale de fréquence f_m impose que :

- La fréquence minimale (mise à part la composante continue) du spectre électrique est égale à la fréquence de modulation.
- Les fréquences du spectre électrique ne peuvent être que des harmoniques de la fréquence de modulation.
- La fréquence maximale du spectre de raies est égale à la largeur spectrale du signal.

Un exemple de spectre électrique est présenté Figure I-11. Celui-ci correspond au cas de l'impulsion de la Figure I-10 et satisfait comme attendu l'ensemble des caractéristiques énoncées plus haut. Il s'agit toutefois d'un résultat issu de simulations et il est nécessaire à ce stade de faire une remarque sur les spécificités du spectre électrique d'un point de vue expérimental. En effet, la caractérisation expérimentale d'impulsions soumises au phénomène de conversion FM/AM peut s'avérer délicate en raison de la largeur du spectre des modulations d'intensité. Aussi, pour être en capacité de mesurer la forme temporelle sur l'ensemble de la bande d'intérêt, il faut disposer d'un système de mesure de bande passante supérieure à la largeur spectrale du signal optique (~30 et 200 GHz respectivement sans et avec la modulation liée au lissage). Aujourd'hui, l'obtention d'une bande passante de 200 GHz est hors de portée et nous disposons au laboratoire d'une photodiode et d'un oscilloscope de 55 et 70 GHz de bandes passantes respectives. Il s'agit là d'un système amplement suffisant pour la caractérisation d'une impulsion modulée uniquement avec la modulation de phase liée à la fonction anti-Brillouin. En revanche, clairement, la caractérisation temporelle des impulsions soumises à la double modulation sera limitée par la bande passante de notre système de mesure³⁷.



Figure I-11 : Spectre électrique de l'impulsion présentée Figure I-10. L'axe des abscisses est borné à 40 GHz puisque la largeur spectrale de l'impulsion est de l'ordre de 30 GHz.

De manière générale, deux impulsions présentant une même valeur de paramètre de surmodulation β peuvent présenter des spectres électriques très différents. Au-delà des conséquences physiques potentiellement différentes³⁸, l'origine de la conversion FM/AM (la fonction de transfert) peut être très différente. Il ne s'agira pas dans la suite de chercher de

³⁷ Nous verrons toutefois dans la suite que l'ensemble des travaux réalisés durant la thèse ne l'ont été qu'avec la modulation de phase anti-Brillouin.

³⁸ Nous avons par exemple vu que les modulations d'intensité à des fréquences supérieures à 10 GHz ne sont pas génantes pour assurer la symétrie d'irradiation de la cible.

manière systématique la fonction de transfert responsable de la conversion FM/AM (modulation d'intensité) observée mais il est bon d'avoir à l'esprit quelques exemples typiques. Ainsi, nous présentons ci-dessous les principales fonctions de transfert rencontrées dans les systèmes fibrés en décrivant leur impact sur nos impulsions et en soulignant leur(s) origine(s) physique(s). Ce dernier point nous permettra d'établir le cahier des charges des composants à intégrer (fibres optiques et composants fibrés) compatible d'une minimisation de la conversion FM/AM (paramètre critique pour le développement de nos systèmes).

2.2.3 Origines de la conversion FM-AM dans les systèmes fibrés

De manière intrinsèque, les fibres de la source peuvent générer des modulations d'intensité par conversion FM/AM. Nous présentons ci-dessous les phénomènes physiques à l'origine de cette conversion ainsi que les fonctions de transfert utilisées pour les modéliser. Nous illustrerons également l'impact temporel de telles fonctions de transfert sur nos impulsions et quantifierons les caractéristiques modales, de maintien de polarisation et de dispersion nécessaires à la minimisation de la conversion FM/AM dans nos systèmes.

2.2.3.1 Fonction de transfert en phase liée à la dispersion chromatique des fibres

Nous commençons ici par une fonction de transfert qui affecte uniquement la phase spectrale du signal. Celle-ci est liée à la dispersion chromatique des fibres utilisées. Le phénomène de dispersion chromatique est lié à la dépendance à la longueur d'onde de l'indice effectif du mode guidé considéré. Dans le cas des fibres, la dispersion chromatique est la somme de la dispersion chromatique du milieu (la silice) et la dispersion chromatique du guide³⁹. De manière pragmatique, cet effet peut être pris en compte en appliquant au spectre de l'impulsion une fonction de transfert du type $H(f) = \exp(-i\varphi(f))$ où $\varphi(f)$ est la phase spectrale appliquée à l'impulsion. Dans les fibres, on exprime souvent cette phase spectrale en fonction de la constante de propagation β (à ne pas confondre avec le facteur de surmodulation noté β_{FMAM}) telle que $\varphi(f) = \beta(f).z$ avec z la distance de propagation. Cette constante de propagation peut alors être développée en série de Taylor autour de la fréquence centrale de l'impulsion f_0 telle que :

$$\beta(2\pi f) = \beta_0(2\pi f_0) + (2\pi)\beta_1(2\pi f_0).(f - f_0) + (2\pi^2)\beta_2(2\pi f_0).(f - f_0)^2 + \cdots$$
Éq. 24

Les deux premiers termes de cette expression sont liés respectivement aux vitesses de phase et de groupe de l'impulsion et ne participent pas au phénomène de conversion FM/AM. Ainsi, au premier ordre, c'est le terme $(2\pi^2)\beta_2(2\pi f_0)$. $(f - f_0)^2$, responsable de la dispersion de vitesse de groupe (DGV), qui engendre le transfert d'une partie de la modulation de phase vers une modulation d'amplitude. La fonction de transfert liée à la dispersion chromatique de la fibre est donc donnée par :

$$H(f) = \exp(-i2\pi^2\beta_2(2\pi f_0)(f - f_0)^2.L)$$
 Éq. 25

Où L est la longueur de la fibre.

³⁹ Dépendance à la longueur d'onde de la taille du mode et donc de son indice effectif.

En pratique, nous avons plus facilement accès au paramètre de dispersion D exprimé en ps.nm⁻¹.km⁻¹. β_2 et D étant reliés par l'expression $D = -2\pi c\beta_2/\lambda^2$, nous pouvons exprimer H(f) telle que :

$$H(f) = \exp(i\pi \frac{D\lambda^2}{c}(f - f_0)^2 L)$$
 Éq. 26

Ainsi, nous voyons que le filtrage évolue linéairement avec la longueur de la fibre et de manière quadratique avec la fréquence. En pratique, pour nos problématiques d'amplification et de transport d'impulsions, la conversion FM/AM liée à la dispersion chromatique des fibres ne semble donc pas critique à première vue. En effet, la longueur maximale des fibres utilisées sera de 15 m (problématique de transport). Avec cette longueur, et dans le cas d'une impulsion soumise à la double modulation, la propagation dans une fibre de paramètre $D = \pm 120 \text{ ps.nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ 40 donnera lieu à des modulations d'intensité de paramètres de surmodulation $\beta_{FMAM} < 5\%$. De plus, et pour renforcer ce caractère non-critique, deux remarques peuvent être faites sur la conversion FM/AM générée par dispersion chromatique. Ces remarques sont illustrées Figure I-12 et listées ci-dessous :

- Le spectre électrique d'une impulsion soumise au phénomène de conversion FM/AM par dispersion chromatique est peu étendu et peut donc être caractérisé proprement avec le système de mesure disponible au laboratoire (bande passante de 55 GHz).
- La conversion FM/AM liée à la dispersion chromatique peut être aisément compensée (voire pré compensée) en ajoutant après (avant) la fibre en question un système de dispersion opposée (ex : une autre fibre optique, un réseau de Bragg à dérive de fréquence...).

⁴⁰ Dispersion importante en comparaison des -40 ps.nm⁻¹.km⁻¹ des fibres actuelles du LMJ. Cette valeur peut toutefois être atteinte par exemple dans des fibres à guidage par bande interdite photonique (forte dispersion sur les bords de la bande de transmission).





Figure I-12 : Conversion FM/AM générée par dispersion chromatique. La forme temporelle et le spectre électrique de l'impulsion⁴¹ sont présentés de haut en bas pour les trois situations suivantes. Avant propagation, après une propagation de 500 m dans une fibre de dispersion D= -42 ps.nm⁻¹.km⁻¹ et enfin lorsque l'on enchaîne deux tronçons de 500 m de dispersion opposée. Nous pouvons ainsi remarquer que (1) le spectre électrique reste peu étendu (< 50 GHz) et que (2) la conversion FM/AM générée par dispersion est bien réversible.

⁴¹ Le spectre optique des impulsions n'est pas représenté. En effet, s'agissant d'une fonction de transfert en phase, la DSP du signal n'est pas modifiée au cours du processus et est semblable à celle présentée Figure I-4.

Ainsi, bien que potentiellement problématique (pour le transport et pas du tout pour l'amplification), la dispersion chromatique des fibres n'est pas le phénomène le plus limitant pour nos applications. Nous ne définissons donc pas à ce stade des études menées sur les pilotes du futur (et donc de cette thèse), de critère précis sur la dispersion des fibres. Nous passons alors à un autre type de fonctions de transfert, bien plus gênante, les fonctions de type interféromètre.

2.2.3.2 Fonction de transfert liée à des effets interférométriques

Il s'agit ici d'une fonction de transfert liée au battement de deux ondes dans la fibre. De manière générale, un tel battement entre deux ondes mène à des cannelures dans le spectre du signal ce qui engendre le transfert d'une partie de la modulation de phase vers une modulation d'amplitude. Dans le cas particulier des fibres, deux possibilités permettent d'envisager la présence simultanée et le battement de deux ondes dans la fibre :

- Une propagation multimode dans la fibre (fibre légèrement multimode)
- Une propagation du faisceau sur deux modes de polarisation (fibre à maintien de polarisation⁴²)

Ainsi, avant même tout calcul, il est d'ores-et-déjà très clair que le contenu modal des fibres et les propriétés de maintien de polarisation de celles-ci seront cruciales pour minimiser la conversion FM/AM liée aux battements. Pour s'en convaincre et quantifier les spécifications recherchées, nous introduisons l'expression de la fonction de transfert utilisée pour modéliser cet effet. Celle-ci est donnée par :

$$H(f) = 1 + Cexp(i(2\pi f\Delta \tau + \psi))$$
Éq. 27

Cette expression possède trois paramètres physiques importants. Le paramètre C représente le contraste de l'interféromètre, le paramètre $\Delta \tau$ représente le décalage temporel entre les deux ondes et enfin ψ représente la phase de recombinaison des deux ondes (elle détermine la position relative de la fonction de transfert et du spectre du signal). Une illustration de l'impact d'une telle fonction de transfert est présentée Figure I-13.

⁴² Sur l'installation LMJ, l'obtention d'un faisceau de polarisation linéaire est impérative (aiguillage du faisceau, plaques amplificatrices à angle de Brewster, conversion de fréquence...) et le choix de l'utilisation de fibres à maintien de polarisation (PM pour l'anglais *Polarization Maintaining*) dans la source a été fait.



Figure I-13 : Illustration de l'impact d'une fonction de transfert de type interféromètre sur une impulsion soumise à la seule modulation de phase liée au lissage⁴³. Les paramètres sont fixés de manière arbitraire tels que C= 0,1 (extinction de 10 dB entre les modes), $\Delta \tau$ = 100 ps et ψ =0.

Ainsi, nous pouvons constater que ce type de fonction de transfert mène à des modulations d'intensité de très hautes fréquences difficiles à caractériser (limitation en bande passante des systèmes de mesure) et pouvant générer des dommages importants sur les optiques de fin de chaîne (β_{FMAM} atteint rapidement des valeurs de plusieurs dizaines de pourcents). De même, expérimentalement, il s'avère quasiment impossible de compenser ce type de filtrage. La nécessité de minimiser l'existence et l'impact de telles fonctions de transfert dans nos systèmes fibrés est donc critique. Pour ce faire, il est nécessaire de :

- Minimiser le terme de contraste C en limitant au maximum l'amplitude d'une des deux ondes
- Limiter au maximum le décalage temporel $\Delta \tau$ entre les deux ondes.

Pour s'en convaincre, nous avons illustré Figure I-14 les effets combinés des paramètres C et $\Delta \tau$ sur les propriétés temporelles de nos impulsions après filtrage⁴⁴. De manière générique plus C tend vers 1 et plus la conversion générée est importante. Ainsi, nous présentons ci-dessous, les contraintes sur le contenu modal et le maintien de polarisation nécessaire à la minimisation de la conversion FM/AM générée par battement.

⁴³ Cette situation n'est pas représentative d'une impulsion LMJ mais permet d'obtenir un spectre plus « lisible » qu'une impulsion soumise à la double modulation.

⁴⁴Bien que le paramètre ψ impacte directement la conversion FM/AM (β_{FMAM} et spectre électrique), il s'avère compliqué de le contrôler expérimentalement. Sa valeur peut même évoluer au cours du temps en fonction des contraintes thermiques et mécaniques appliquées à la fibre. Ainsi, nous n'imposerons dans la suite aucune contrainte expérimentale sur ce paramètre.



Figure I-14 : Illustration de l'effet des valeurs du contraste C (C=1/10(PER/10)) et du retard de groupe $\Delta \tau$ sur des impulsions soumises à la double modulation (ψ =0 pour tous les cas).

Conversion FM/AM liée aux battements entre modes spatiaux

D'un point de vue modal, le paramètre C est lié au taux d'extinction entre le mode fondamental gaussien de la fibre et les modes d'ordre supérieur (extinction entre les puissances optiques contenues dans ces modes). Si ce taux d'extinction est noté TE et exprimé en dB, nous avons alors⁴⁵ : $C = 1/10^{(TE/10)}$. Ainsi, le caractère monomode de la fibre présente une importance primordiale pour la minimisation de la conversion FM/AM. D'un point de vue quantitatif, la spécification du LMJ impose une extinction des modes d'ordre supérieur par rapport au mode fondamental de la fibre d'au moins 25 dB. Il s'agit là d'un critère extrêmement restrictif !

Pour le temps retard $\Delta \tau$ entre les modes, son expression générale est donnée par :

$$\Delta \tau = \frac{\Delta n_{g.L}}{c}$$
Éq. 28

Avec Δn_g la différence d'indice de groupe des deux modes spatiaux considérés, c la vitesse de la lumière dans le vide et L la distance sur laquelle se sont propagés <u>les 2 modes</u>. Ces deux modes peuvent être par exemple excités à l'entrée de la fibre puis se propager sans se coupler dans le cas d'une fibre parfaite (pas de défauts de fabrication ni de perturbations extérieures pouvant être à l'origine de couplages entre ces modes spatiaux). La longueur L est alors égale à la longueur de la fibre. En réalité, même si l'on injecte qu'un seul mode, de par les défauts de fabrication et/ou des perturbations extérieures (courbures, pressions...), des couplages d'énergie entre modes spatiaux peuvent avoir lieu dans la fibre et il est alors très difficile d'évaluer L et donc $\Delta \tau^{46}$. Toutefois, puisque le critère sur C permet de réduire suffisamment la conversion FM/AM générée quelle que soit la valeur de $\Delta \tau$ (Figure I-14) et que, de plus, nous sommes amenés à utiliser des fibres relativement courtes (≤ 15 m), aucune restriction chiffrée n'est donnée pour ce paramètre.

Conversion FM/AM liée aux battements entre modes de polarisation

D'un point de vue du maintien de polarisation, C est lié au taux d'extinction entre la puissance optique du faisceau polarisé selon la direction souhaitée et la puissance du faisceau polarisée selon l'axe orthogonal. Ce taux d'extinction est souvent appelé PER pour l'anglais *Polarization Extinction Ratio* et exprimé en dB. Il se déduit de la mesure par l'expression suivante : $PER = 10log10(P_{//}/P_{\perp})$. S'agissant du même phénomène que pour le contenu modal, la spécification est identique et les fibres utilisées doivent présenter un PER

⁴⁵ Il s'agit là d'une approximation qui donne le cas le plus restrictif ! En effet, si les deux modes possèdent une extinction relative de 25 dB, le paramètre C dépend également du facteur de couplage qui permet l'interférence entre ces deux modes. D'un point de vue mathématique, il s'agit de calculer l'intégrale de recouvrement entre les modes de la fibre et les modes propres de la zone de la fibre qui présente le défaut qui permet le couplage. En réalité, expérimentalement, il est impossible de quantifier ces coefficients de couplage d'où l'utilisation du critère le plus restrictif par mesure de sécurité.

⁴⁶ Nous verrons dans la suite qu'une méthode de mesure de la composition modale est particulièrement pertinente pour notre problématique de conversion FM/AM puisqu'elle nous permet d'accéder à la fois au taux d'extinction entre les modes d'ordre supérieur et le mode fondamental ainsi qu'aux retards temporels des différents modes par rapport au mode fondamental.

supérieur à 25 dB. Là encore, il s'agit d'un critère extrêmement restrictif ! Pour ce qui est du temps retard Δτ, il est lié (proportionnel) à la dispersion de polarisation de vitesse de groupe (valeur de la biréfringence de la fibre communément donnée par le fabricant ou facilement mesurable par des méthodes du type spectre cannelé) et à la longueur L de la fibre. En effet, dans le cas des fibres PM de forte biréfringence (clairement le cas ici avec 25 dB de PER), les couplages <u>dans la fibre</u> entre les deux polarisations peuvent être négligées. Les interférences entre les deux polarisations ne peuvent alors avoir lieu qu'en sortie de fibre lorsqu'un système « d'analyse » (au sens de la polarisation) est utilisé. La présence d'un tel élément « permet » la projection des faisceaux entre deux systèmes d'axes propres différents dont l'orientation relative est critique⁴⁷. En effet, si les deux systèmes d'axes sont parfaitement alignés, l'onde principale et l'onde parasite ne peuvent interférer. Dans la réalité, l'alignement n'est jamais parfait et l'angle entre les deux systèmes raisons que pour les modes spatiaux (notamment l'utilisation de fibres courtes), aucune spécification n'est donnée sur le retard Δτ.

Fort de la connaissance des spécificités exigées, nous pouvons ainsi constater Figure I-14 que dans le cas des 25 dB d'extinction entre les deux ondes considérées (dernière colonne du tableau), le niveau de conversion FM/AM généré (β_{FMAM}) est bien négligeable. Une impulsion soumise à un tel niveau de modulation d'intensité sera alors tout à fait acceptable pour injecter les chaînes laser d'une installation laser de puissance telle que le LMJ.

En conclusion, nous avons vu dans cette partie du chapitre que les effets non-linéaires et la conversion FM/AM sont les principales difficultés auxquelles nous allons devoir faire face pour la réalisation de systèmes d'amplification et de transport fibré d'impulsions nanoseconde de forte énergie. Ces difficultés imposent d'ailleurs un cahier des charges particulièrement contraignant pour les fibres et les composants à intégrer. Celui-ci est synthétisé et commenté ci-dessous dans la dernière partie du chapitre.

⁴⁷ On comprend alors que les connecteurs utilisés et la qualité des soudures entre les fibres (alignement des axes propres des fibres) sont, en plus du PER des fibres, des propriétés critiques.

47

3 Cahier des charges d'une source fibrée de forte énergie pour l'injection d'une installation laser de puissance

Dans cette dernière partie du premier chapitre, nous présentons le cahier des charges des systèmes d'amplification et de transport que l'on souhaite développer. Celui-ci découle en partie des limitations liées aux effets non-linéaires et à la conversion FM/AM évoquées dans la section précédente. Seront présentés, les performances recherchées ainsi que leurs impacts sur les fibres et composants à intégrer dans ces systèmes. Le cahier des charges sera présenté de manière synthétique sous forme d'un tableau auquel nous pourrons faire référence dans la suite du manuscrit. Quelques commentaires seront également apportés. Enfin, nous introduirons une méthode de caractérisation modale des fibres particulièrement pertinente pour nos applications et utilisée très régulièrement au cours de la thèse.

3.1 Synthèse des performances recherchées et du cahier des charges associé

La synthèse du cahier des charges des systèmes d'amplification et de transport ainsi que des composants fibrés à intégrer est présentée dans le Tableau 2 ci-dessous. Dans la mesure du possible, la performance système souhaitée et son impact sur les fibres à intégrer sont mises en regard l'un de l'autre. Lorsque cela est nécessaire, les différences entre les propriétés des fibres utilisées respectivement pour l'amplification et le transport de nos impulsions sont soulignées.

Pour rappel, afin d'assurer un maximum de stabilité et d'exploitabilité au système, nous souhaitons développer un système entièrement fibré permettant de confiner le signal dans la fibre sans nécessité de recours à des systèmes d'optiques en espace libre dont les performances d'alignement sont critiques. Dans ce sens, il s'avère impératif d'utiliser des fibres souples (pouvant être courbées) offrant la possibilité d'être « connectorisées » voire soudées. De même, afin de faciliter leur intégration dans les systèmes d'amplifications développés ou tout simplement pour leur pertinence en tant que solution de transport d'impulsions, ces fibres doivent présenter de faibles pertes par courbure pour un diamètre d'utilisation maximal de 40 cm. Ainsi, pourtant séduisante pour l'amplification d'impulsions de forte puissance crête grâce à des diamètres de mode importants (MFD> 45 μ m) et de faibles longueur (L< 1 m), l'utilisation de solutions de type fibres « Rod » (littéralement « barreau » en Anglais) n'est pas envisageable. En effet, bien que matures aux niveaux commercial et industriel [32], ces fibres sont rigides et ne peuvent donc être intégrée au sein de systèmes entièrement fibrés. Un premier point délicat consiste donc à trouver des fibres souples qui permettent à la fois de minimiser les distorsions spectro-temporelles liées aux effets non-linéaires et la réalisation de systèmes monolithiques stables. Si pour l'amplification et le transport de nos impulsions l'utilisation de fibres LMA sera requise, les stratégies mises en œuvre pourront être différentes dans chacun des cas. Ainsi, dans le premier (chapitre 2), nous privilégierons l'utilisation de fibres fortement dopées ytterbium que l'on pourra utiliser sur de courtes longueurs et dans une architecture simple passage. Pour le transport, des fibres dont les propriétés intrinsèques permettent de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires (faible indice non-linéaires, faibles gains Raman et Brillouin) pourront être considérées. Nous verrons ainsi dans le chapitre 3 que les fibres à cœur creux (HC pour l'anglais Hollow core) sont particulièrement pertinentes pour des applications de transport d'impulsions de forte énergie/puissance crête sur plusieurs mètres. Elles permettent en effet de minimiser de manière importante les effets non-linéaires

(propagation dans l'air ou différents gaz) et assurent une propagation avec de faibles pertes linéiques et par courbures (certaines pouvant être utilisées sur des diamètres inférieurs au centimètre [33]). Un autre point concerne le fait de délivrer un faisceau de polarisation linéaire. Pour ce faire, les fibres utilisées doivent être à maintien de polarisation (PM). La biréfringence de ces fibres doit être importante (> 1.10⁻⁴) afin de favoriser l'obtention d'un PER supérieur aux 25 dB exigés pour la minimisation de la conversion FM/AM⁴⁸. Enfin, pour cette même raison et malgré les difficultés liées à l'utilisation de fibres LMA, ces dernières doivent présenter un comportement monomode avec une extinction de 25 dB de la puissance des modes d'ordre supérieur par rapport à la puissance du mode fondamental. Il s'agit là d'une des difficultés les plus importantes pour la réalisation des fibres. Nous y revenons ainsi rapidement ci-dessous.

⁴⁸ Attention, il n'a y pas de formule directe entre biréfringence et PER. Une fibre non PM (biréfringence nulle) est même (en théorie) idéale pour obtenir un très bon taux de linéarité en sortie de fibre. Toutefois, de par les défauts inhérents à sa fabrication ou par les contraintes liées à sa mise en œuvre, une biréfringence très faible est obtenue. Il devient alors difficile d'obtenir directement une polarisation linéaire en sortie. Ainsi, l'obtention d'un très bon taux de linéarité en sortie de fibre malgré les contraintes de mise en œuvre (i.e un bon PER) est favorisée par une forte biréfringence (le transfert d'énergie entre les axes étant d'autant plus faible que leur différence d'indice est importante).

Daufauman ang lagang	Fibres et composants		
r eriormances lasers	Amplification	Transport	
Système entièrement fibré et stable	Fibres souples : Soudures possibles + faibles pertes par courbure ($\emptyset \le 40 \ cm$)		
Impulsions nanosecondes (entre 3 et 10 ns) et régime multi kilohertz	Fibres à large aire modale (LMA)		
Énergie ~ 1 mJ par impulsion (Puissance crête de quelques dizaines voire centaines de kilowatts)	Fibres courtes fortement dopées	Faibles pertes linéiques ⁴⁹ (< 0,1dB/m)	
Effets non-linéaires négligeables	10		
Faisceau polarisé linéairement	Fibres PM (biréfringence > 1.10 ⁻⁴)		
Niveau de conversion FM/AM négligeable	Fibres monomodes avec une extinction des HOMs \ge 25 dB PER \ge 25 dB		

Tableau 2 : Tableau de synthèse des performances systèmes recherchées et du cahier des charges associé pour les fibres.

⁴⁹ Cette caractéristique n'est pas liée à la minimisation des effets non-linéaires.

3.2 Difficultés liées à la réalisation de fibres LMA monomodes et à maintien de polarisation

Comme indiqué ci-dessus, le défi majeur reste la fabrication d'une fibre réunissant l'ensemble des propriétés mentionnées dans le cahier des charges. En particulier, les critères extrêmement exigeants de contenu modal et de maintien de polarisation nécessaires à la minimisation de la conversion FM/AM engendrent des difficultés importantes pour la réalisation des fibres. Il est en effet et par nature très délicat d'augmenter le diamètre de cœur de la fibre tout en conservant un seul mode de propagation. Pour preuve, et pour les fibres à saut d'indice, le nombre de mode est lié à l'ouverture numérique de la fibre (liée à la différence d'indice cœur/gaine) et au rayon du cœur. Le paramètre qui rend compte de ce lien est la fréquence normalisée notée V dont l'expression est :

$$V = \frac{2\pi R_C}{\lambda}.ON$$
Éq. 29

Avec R_C le rayon du cœur, λ la longueur d'onde du signal et ON l'ouverture numérique de la fibre égale à $\sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2}$. Ainsi, la fibre est monomode pour une fréquence normalisée V<2,405 et multimode sinon. Comme illustré Figure I-15, pour obtenir une fibre monomode, plus le diamètre de mode visé est important et plus l'ouverture numérique de la fibre doit être faible. Or, les techniques de fabrication de préformes par dépôt en phase gazeuse (CVD pour l'anglais Chemical Vapor Deposition) limitent l'ouverture numérique des fibres à des valeurs supérieur à 0,06 soit des diamètres de cœur maximum de l'ordre de 15 µm à des longueurs d'onde proches 1 µm [34]. Récemment, l'utilisation d'un procédé de dépôt dit MCVD (pour l'anglais Modified Chemical Vapo Deposition) a permis la réalisation (de manière répétable) de préformes dopées ytterbium présentant une ouverture numérique de 0.025 [35]. Une telle valeur permet alors la réalisation de fibres strictement monomodes de 30 µm de diamètre de cœur. Dans l'article en question, le choix a été fait de réaliser avec ce type de préformes une fibre de 50 µm de diamètre de cœur (MFD de 35 µm). Le comportement monomode est alors obtenu par filtrage (pertes par courbure) du mode d'ordre supérieur (LP11). Pour atteindre des MFD encore plus importants, et comme indiqué sur la Figure I-15, il s'avère nécessaire de considérer l'utilisation de fibres basées sur des mécanismes de guidage différents (réflexion totale interne modifiée (RTIM), bande interdite photonique (BIP), Bragg...) qui permettent d'obtenir à la fois un diamètre de mode important et un contenu modal intrinsèquement monomode [36,37]^{50[38,39]}. Toutefois, la réalisation et la mise en œuvre de telles fibres peuvent s'avérer complexes.

⁵⁰ Il est à noter que des mécanismes tels que le guidage par RTIM, par BIP... permettent effectivement d'obtenir des fibres intrinsèquement monomodes. En revanche, d'autre type de structures telles que les CCC (pour l'anglais *Chirally Coupled Core*) et les LCF (pour l'anglais *Leakage Channel Fibers* sont basées sur le filtrage des modes d'ordre supérieur et ne semblent pas adaptées à notre problématique.



Figure I-15 : Illustration du lien entre ouverture numérique, MFD et contenu modal d'une fibre à saut d'indice. La zone monomode correspond à V<2.405. L'ouverture numérique minimale accessible par des techniques de fabrication de dépôt en phase gazeuse est indiquée par un trait en pointillés. (Issue de [35]).

Ainsi, dans ce type de structure, le degré de contrôle des indices est tel que la modification de l'indice du cœur par dopage aux ions terre rare peut entraîner l'apparition de modes d'ordre supérieur (HOM pour l'anglais *Higher Order Mode*). Une fibre passive dont la structure permet l'obtention d'un comportement monomode peut ainsi devenir multimode dans sa version dopée. De même, le contrôle de la structure transverse de la fibre (microstructuration de la gaine) est tel que l'ajout de barreaux de contraintes permettant d'assurer le maintien de la polarisation linéaire du faisceau peut devenir problématique (modification du profil d'indice, des résonances cœur/gaine...). Pour cette raison, et bien que l'obtention d'une forte biréfringence soit favorisée par l'ajout de barreaux de contraintes proches du cœur, leur position est bien souvent un compromis entre maintien de polarisation et contenu modal.

Ainsi, de manière générale, et à mesure que la taille de mode désiré augmente, les contraintes de fabrication sont de plus en plus importantes (et bien sûr, ça n'est pas linéaire !!!). Pour cette raison, le travail du spécialiste des lasers consiste bien souvent à trouver les meilleurs compromis entre performances lasers et composants disponibles.

Dans notre cas, et en concédant aisément l'exigence du cahier des charges imposé par notre application, nous verrons que la fibre parfaite n'existe pas (encore !). Notre travail consistera donc à réaliser des démonstrations par parties des performances accessibles avec les fibres à l'état de l'art. Nous pourrons alors identifier les solutions les plus pertinentes pour notre application ainsi que les points d'améliorations nécessaires à la convergence de ces solutions vers un système compatible de nos problématiques.

Remarque sur la limitation intrinsèque liée à l'utilisation de fibres souples

De manière évidente et implicite, l'utilisation de fibres souples sous-entend une utilisation de celles-ci sur des diamètres de courbures bien inférieurs au mètre. Or, au-delà de la problématique des pertes par courbure, un effet semble limiter de manière fondamentale l'augmentation de l'aire effective accessible dans cette configuration. Cet effet est celui de la **réduction de l'aire effective par courbure de la fibre**. Ce phénomène est intrinsèquement

gênant puisqu'il fait état d'une diminution de la taille du mode de propagation en fonction du rayon de courbure de la fibre. Il s'agit d'un phénomène dont le paramètre prépondérant est l'aire effective du mode de la fibre non courbée. La Figure I-16 montre alors clairement que la diminution de l'aire effective est d'autant plus rapide et forte que l'aire effective initiale est importante. Ainsi, sur cette figure, nous pouvons constater qu'une fibre de 22 μ m de MFD peut être utilisée sur un rayon de courbure minimum de l'ordre de 10 cm avant de présenter une réduction de la taille du mode fondamental. Pour une fibre de 45 μ m de MFD, cette limite est fixée à 1 m de rayon de courbure et atteint même 5 m pour une fibre de 70 μ m de MFD initial.

Il s'agit là d'un effet particulièrement limitant pour la minimisation des effets non-linéaires qui possèdent (pour la plupart) des seuils d'apparition en intensité. Ainsi, l'utilisation de fibres LMA dans une configuration où la zone courbée représente une portion non négligeable de la fibre entraîne une diminution des seuils d'apparition des effets non-linéaires (par rapport au cas de la fibre placée en position rectiligne). Cet effet a d'ailleurs déjà été mis en évidence dans l'article suivant [40]. En conclusion, et même si des stratégies permettent de minimiser ce phénomène en utilisant par exemple des profils d'indices parabolique pour le cœur de la fibre [41], il s'agit d'un effet particulièrement limitant pour l'augmentation de l'aire effective accessible avec des fibres flexibles.



Figure I-16 : Illustration de la réduction de l'aire effective de la fibre en fonction du rayon de courbure pour trois fibres de diamètre de modes initiaux de 70 μm (courbe noire), 45 μm (courbe bleu) et 22 μm (courbe rouge). (Issue de [23]).

Nous avons vu que le contenu modal des fibres est un paramètre clé pour notre application tant par son influence critique sur le phénomène de conversion FM/AM que par les difficultés de fabrication des fibres qu'il entraîne. Ainsi, à de nombreuses reprises au cours de ce manuscrit, des caractérisations du contenu modal de fibres par la méthode dite du S² seront présentées. Cette méthode est particulièrement adaptée au du développement de nos systèmes. Elle permet en effet d'accéder aux deux grandeurs pertinentes pour le phénomène de conversion FM/AM (section 2.2.3), à savoir, l'extinction et le retard de groupe des modes d'ordre supérieur par rapport au mode fondamental. Nous introduirons dans un premier temps les grands principes de la méthode puis, afin de faciliter la lecture des résultats de mesures de S² présentés tout au long du manuscrit, un exemple issu de la thèse de Pierre Calvet sera repris [9]. Le lecteur intéressé pourra se tourner vers la thèse en question et vers les articles originaux pour plus de détails [42,43].

3.3.1 Principe de la méthode du S² et mise en œuvre expérimentale

3.3.1.1 Origine physique et principe de la méthode

Le principe de cette méthode consiste à déterminer le contenu modal d'une fibre en analysant l'évolution du profil spatial en sortie de celle-ci lorsque l'on balaye la longueur d'onde du signal injecté. En effet, dans le cas d'une fibre permettant la propagation de plusieurs modes, les battements entre ces derniers liés à leur différence de vitesse de propagation (dispersion modale de vitesse de groupe) vont engendrer une évolution du profil spatial du champ en sortie en fonction de la longueur d'onde injectée. Ainsi, en regardant l'évolution spectrale de la puissance optique sur une zone restreinte⁵¹ du champ proche en bout de fibre, il sera possible de remarquer une évolution de cette puissance. Son contraste et ses périodes caractéristiques d'évolution seront alors respectivement liés aux poids des HOMs et à leur retard de groupe relativement au mode fondamental de la fibre. Pour s'en convaincre, calculons le champ à la pulsation ω et en un point de coordonnés (x,y) en sortie de fibre lorsque deux modes se propagent simultanément. Celui-ci est donné par la somme des champs des deux modes telle que :

$$E_{tot}(x, y, \omega) = A_{f}(x, y, \omega)e^{-i\beta_{f}L} + A_{HOM}(x, y, \omega)e^{-i\beta_{HOM}L}$$
 Éq. 30

Avec $A_{i=f,HOM}$ l'amplitude à la pulsation ω au point de coordonnés (x,y) du mode fondamental (du mode d'ordre supérieur), $\beta_{i=f,HOM}$ leur constante de propagation²¹ et L la longueur de la fibre.

⁵¹ Il est nécessaire d'analyser le faisceau sur une zone plus petite que la taille du cœur de la fibre pour observer une évolution de la puissance en sortie en fonction de la longueur d'onde (en considérant bien sûr une puissance constante quel que soit la longueur d'onde en sortie du laser !). En effet, par nature, les modes spatiaux d'une fibre sont orthogonaux et leurs battements n'engendrent donc pas de perte.

Grâce aux deux opérations suivantes :

- Développement en série de Taylor des β_i au premier ordre⁵²
- Définition d'un scalaire complexe $\alpha(x, y)$, d'argument $\varphi_{\alpha}(x, y)$ tel que : $A_{HOM}(x, y, \omega) = \alpha(x, y) \cdot A_f(x, y, \omega)$

Il est alors possible d'exprimer l'intensité mesurée au point (x,y) en fonction de la pulsation du signal injecté telle que :

$$I_{tot}(x, y, \omega) = I_{f}(x, y) \cdot \begin{bmatrix} 1 + |\alpha(x, y)|^{2} \\ +2Re(\alpha(x, y))\cos(\Delta \tau \cdot \omega + \varphi_{\alpha}(x, y)) \end{bmatrix}$$
 Éq. 31

Avec I_f(x,y) l'intensité du mode fondamental que l'on considère constante en fonction de la pulsation et $\Delta \tau = L$. $\Delta \beta_1 = L \left(\frac{1}{V_{g,f}} - \frac{1}{V_{g,HOM}}\right)$ le retard de groupe du HOM par rapport au mode fondamental de la fibre. Ce retard de groupe peut également être exprimé en fonction de la différence d'indice de groupe Δn_g des deux modes telle que :

$$\Delta \tau = \frac{\Delta n_g L}{c}$$
Éq. 32

Ainsi, nous pouvons remarquer que l'expression de l'intensité totale est la somme :

- D'un terme constant en fonction de la pulsation. Il correspond à la somme des intensités des deux modes.
- D'un terme oscillant dont la période et l'amplitude sont respectivement liées au retard de groupe $(2\pi/\Lambda_{\tau})$ et au poids (qui dépend de $\alpha(x, y)$) du HOM.

Il est possible de généraliser cette méthode à la propagation de N modes.

Jusque-là, cette méthode résolue spectralement (balayage des pulsations) permet d'obtenir (1) le **nombre de modes se propageant dans la fibre** (nombre de périodes caractéristiques d'évolution de la puissance) (2) le poids⁵³ et (3) le retard de groupe de chacun de ces modes relativement au mode fondamental. Afin d'obtenir leur profil d'intensité, il est nécessaire d'ajouter une résolution spatiale à la mesure d'où le nom de S² pour l'anglais « Spectrally and spatially resolved imaging ». Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser cette mesure est présenté ci-dessous.

3.3.1.2 Mise en œuvre expérimentale de la mesure

Deux dispositifs expérimentaux peuvent être utilisés pour réaliser une mesure de S². Les schémas de principe de ces deux systèmes sont présentés Figure I-17. Le premier (introduit par [42]) consiste à injecter un signal à spectre large (> plusieurs nanomètres) dans la fibre et à

⁵² On ne conserve même que cet ordre un. En effet, l'ordre zéro mène à un terme de phase qui n'affecte pas le résultat de la mesure. De plus, ne pas tenir compte des termes d'ordre supérieurs revient à négliger la dispersion chromatique de vitesse de groupe de chaque mode. Cette hypothèse peut être faite pour illustrer simplement le comportement recherché. L'impact de cette dispersion sur les résultats expérimentaux peut toutefois être important.

⁵³ Les formules permettant d'obtenir le poids du HOM relativement au mode fondamental ne sont pas introduites ici mais peuvent être obtenues dans les références citées plus avant [9,42,43].

résoudre spectralement la mesure grâce à l'utilisation en sortie de fibre d'un analyseur de spectre optique (OSA pour l'anglais Optical Spectrum Analyzer). La résolution spatiale est alors assurée par l'acquisition du spectre sur un ensemble important de points (appelés pixels) dans le champ proche en sortie de fibre. Sur le principe tout à fait satisfaisant, ce système pose tout de même des difficultés expérimentales quant au positionnement et au déplacement (précis et stables) de la fibre de prélèvement dans le champ proche de sortie de la fibre à tester. Une autre méthode permet alors de s'affranchir de cette difficulté. C'est celle-ci qui a été implémentée au laboratoire et qui est brièvement décrite ci-dessous.



Figure I-17 : Schémas de principe des deux dispositifs expérimentaux permettant de réaliser la mesure de S².
(a) Système introduit et utilisé dans l'article à l'origine de la méthode [42]. (b) Système utilisé au laboratoire et développé lors de la thèse de P.Calvet [9]. Les éléments liés à la polarisation du faisceau (lames λ/2 et cube polariseur sont optionnels et peuvent être utilisés lors de la caractérisation de fibres PM).

Remarques sur le dispositif expérimental :

(1) Nous pouvons constater Figure I-17(b) la présence d'éléments optiques liés à la polarisation. L'utilisation de ces derniers reste toutefois facultative. En effet, lorsque la fibre à tester est une fibre PM, ils peuvent être utilisés pour évaluer le contenu modal sur chacun des axes de biréfringence voire pour mesurer la biréfringence de groupe de la fibre (injection d'une polarisation linéaire orientée avec un angle $\alpha \neq 0$ ou 90° par rapport aux axes propres de la fibre et orientation du polariseur avec un $\beta \neq 0$ ou 90° avec ces mêmes axes).

(2) Le système de mesure présenté Figure I-17(b) est piloté par ordinateur et la durée des acquisitions (hors alignement et traitement des données) est actuellement de l'ordre de quelques dizaines de minutes. Un développement en cours au moment de la rédaction de ce manuscrit vise à disposer d'un système permettant de réaliser l'acquisition et le traitement des données en moins d'une minute. Un tel système pourra alors être utilisé pour mesurer l'évolution en temps « réel » du contenu modal d'une fibre soumise à différentes contraintes et pour l'optimisation de son injection (en espace libre ou par soudure).

Dans notre système (introduit par [43]), le principe consiste à injecter dans la fibre à tester un signal de spectre étroit et à imager le champ proche de la sortie de fibre sur une caméra. Ainsi, l'utilisation d'un laser accordable⁵⁴ permet de résoudre spectralement la mesure en balayant la longueur d'onde du signal par pas de largeur $\delta\lambda^{55}$ sur une plage totale $\Delta\lambda$. Une image du champ proche en sortie de fibre est alors enregistrée pour chaque longueur d'onde grâce à la caméra⁵⁶. Celle-ci assure également la résolution spatiale de la mesure en permettant de suivre l'évolution pixel par pixel de la puissance en fonction de la longueur d'onde. Après l'étape d'acquisition, nous disposons alors de N images ($N = \Delta\lambda/\delta\lambda$) du champ proche en sortie de fibre chacune associée à une longueur d'onde. Un algorithme (non détaillé dans ce manuscrit) permet alors d'extraire les informations suivantes sur le contenu modal de la fibre :

- Nombre de modes pouvant se propager dans la fibre
- Profils spatiaux des modes
- Poids des HOMs relativement au mode fondamental
- Retard de groupe des HOMs relativement au mode fondamental

Les résultats typiques issus de l'algorithme utilisé et la méthode de lecture de ces derniers seront présentés ci-dessous (section 3.3.2). Nous verrons que cet algorithme est basé sur l'utilisation des transformées de Fourier afin de permettre une lecture dans le domaine temporel (retard de groupe) des résultats. L'utilisation de cette transformation mathématique implique donc un lien entre les grandeurs temporelles accessibles et les paramètres spectraux utilisés lors de la mesure.

! ATTENTION !

La méthode du S² ne permet pas propriétés d'accéder aux intrinsèques et absolues du contenu modal de la fibre. Le résultat de cette mesure dépend en effet de l'ensemble des paramètres expérimentaux affectant le contenu modal de la fibre tels que les conditions d'injection, la longueur de la fibre, le rayon de courbure utilisé, les contraintes appliquées ...

 $^{^{54}}$ Ici un Toptica® DL pro accordable de 1 µm à 1,08 µm avec une précision de 40 pm, une largeur de raie émise de l'ordre de 100 kHz et un faisceau de polarisation linéaire.

⁵⁵ Attention, en réalité le balayage doit être effectué par pas constant en **fréquence** ! La valeur de δλ évolue donc au cours du balayage. Nous appellerons donc δλ dans la suite, la valeur du premier pas en λ. Celui-ci est alors donné par $|\delta\lambda| = \lambda_{init}^2 \cdot \delta f/c$ où λ_{init} est la longueur d'onde de départ de la mesure et δf le pas en fréquence (constant !).

⁵⁶ Ici caméra CCD Prosilica® GC 1600 constituée de 1620*1220 pixels de 4,4 μm. Afin d'éviter les franges d'interférences dues à la grande cohérence de notre signal, aucune fenêtre de protection est placée sur le capteur.

Ainsi, le retard de groupe maximal accessible noté $\Delta \tau_{max}$ est lié au pas en longueur d'onde $\delta \lambda^{55}$ tel que :

$$\Delta \tau_{max} = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{c.\delta\lambda}$$
Éq. 33

Où λ est la longueur d'onde centrale de la plage de mesure et le facteur 1/2 provient des propriétés mathématiques de la transformée de Fourier de signaux réels. De même, la résolution temporelle $\delta \tau$ est liée à la largeur de la plage spectrale de mesure par :

$$\delta \tau = \frac{\lambda^2}{c.\Delta \lambda}$$
 Éq. 34

À partir des deux formules précédentes, et en y injectant l'équation Éq. 32, il est possible de trouver l'expression de la différence maximale ainsi que la résolution accessible pour l'indice de groupe.

Il est important de garder en mémoire ces deux formules simples puisqu'elles permettent de choisir (dans les possibilités du laser utilisé) les valeurs du couple ($\Delta\lambda,\delta\lambda$) en fonction des propriétés de la fibre à tester. Nous allons désormais voir ci-dessous, les résultats typiques obtenus avec cette méthode et la méthode de lecture de ces résultats.

3.3.2 Exemple typique et interprétation des résultats issus de l'algorithme de traitement des données d'une mesure de S²

Nous introduisons dans cette partie la présentation générique des résultats d'une mesure de S² et la manière d'interpréter ces résultats. Pour cela, nous nous appuyons sur un exemple présenté dans le chapitre 3 de la thèse de Pierre Calvet [9].

Cet exemple, purement numérique, est basé sur une fibre⁵⁷ dont les propriétés modales ont été calculées par simulations COMSOL® au laboratoire Phlam. Ces propriétés sont synthétisées dans Tableau 3 ci-dessous. À partir de ces données d'entrées, un code réalisé sous MATLAB® permet simuler le champ proche en sortie de fibre en fonction de la longueur d'onde injectée. Ce code génère alors un fichier de résultats équivalent à celui obtenu lors d'une mesure de S² réalisée sur cette fibre (N images correspondant chacune au champ proche associé à une longueur d'onde). Nous appliquons alors à ce fichier l'algorithme utilisé pour le traitement des données expérimentales. Le résultat obtenu après traitement est présenté Tableau 4.

	Intensité spatiale	Phase spatiale	Indice de vitesse de groupe à 1,05 µm	Délai de groupe pour 5m de fibre, par rapport au mode fondamental
Mode n°1	1 0.8 0.6 0.4 0.2	3 2 1 0	1,46312	0 ps
Mode n°2	1 0.8 0.6 0.4 0.2	3 • 2 • 1	1,46364	8,8 ps
Mode n°3	1 0.8 0.6 0.4 0.2		1,46412	16,7 ps

Tableau 3 : Tableau de synthèse des propriétés modales de la fibre dont la mesure de S² va être simulée pour une longueur de 5 m. Ces données sont issues d'une simulation numérique effectuée sous COMSOL® au laboratoire Phlam (Issu de [9]).

⁵⁷ Il s'agit d'une fibre particulière, développée au laboratoire Phlam, et qui délivre un mode fondamental de profil d'intensité uniforme.



Tableau 4 : Résultats issus de l'algorithme utilisé pour le traitement des données expérimentales. Les données d'entrées sont celles synthétisées dans le Tableau 3. Une propagation sur 5 m de fibre à était arbitrairement choisie tout comme les poids des HOMs relativement au mode fondamental et fixés respectivement à -10 dB et -20 dB. La somme des transformées de Fourier sur l'ensemble des pixels de l'image est présentée sur la première ligne du tableau. Les propriétés spatiales ainsi que le poids de chaque mode sont indiqués colonne par colonne (Issue de [9]).

Comme indiqué précédemment, le principe de l'algorithme du S² consiste à analyser pixel par pixel l'évolution spectrale de la puissance du signal. Afin d'extraire le retard de groupe de chaque HOM (chacun associé à une période d'évolution de la puissance), une transformée de Fourier de cette évolution spectrale de puissance est appliquée sur chaque pixel. Ainsi, dans le domaine temporel, une courbe présentant plusieurs « pics » est observée. La position sur l'axe des abscisses de ces pics correspond au retard de groupe du HOM par rapport au mode fondamental (supposé être le mode largement dominant dans cette approche) et l'amplitude est liée au poids du mode relativement au mode fondamental. En réalité, nous représentons plutôt la somme des transformée de Fourier sur l'ensemble des pixels de la caméra. Cette courbe est présentée dans la partie haute du Tableau 4. Nous pouvons alors observer, comme attendu, la présence en t=0 d'un premier pic associé au mode fondamental⁵⁸ suivi de deux autres pics à t=8,8 ps et 16,7 ps correspondant aux deux HOMs. Ces valeurs de retards de groupe correspondent parfaitement aux valeurs présentées dans le Tableau 3. De même, les poids de chaque mode calculé par l'algorithme correspondent bien à ceux utilisés (poids arbitraires) dans le code MATLAB® pour la simulation du champ proche en sortie de fibre (il est à noter que dans la représentation utilisée dans notre cas, le poids du HOM n'est directement égal à l'amplitude du pic associé au HOM dans le domaine temporel). Enfin, en plus du retard de groupe et du poids de chaque HOM, l'algorithme permet d'effectuer une reconstruction du profil d'intensité et de la phase spatiale de chaque mode. En comparant ces reconstructions, présentées dans le Tableau 4, aux profils et phases utilisés comme données d'entrées (Tableau 3), nous observons une excellente correspondance.

Ainsi, lors de caractérisations de fibre par cette méthode de mesure, nous présenterons à chaque fois la somme des transformée des Fourier sur l'ensemble des pixels de la caméra. Celleci nous permettra de déterminer le nombre de HOM et le retard de groupe. Nous indiquerons également le poids de chaque HOM relativement au mode fondamental ainsi que la reconstruction de leur profil d'intensité et de leur phase spatiale. Un complément d'information peut également être apporté en présentant le spectrogramme de la mesure. Il s'agit alors de calculer la somme des transformée de Fourier non plus sur la totalité de la plage spectrale en une seule fois mais de réaliser une transformée de Fourier glissante sur l'ensemble du support spectral d'analyse. Il est ainsi possible de suivre l'évolution de l'amplitude et du retard de groupe de chaque HOM en fonction de la longueur d'onde. Avec une telle représentation, il est par exemple possible de détecter la longueur d'onde de coupure d'un HOM si cette dernière se situe dans la plage spectrale accessible. À titre d'illustration, le spectrogramme associé à notre exemple est présenté Figure I-18.

Avant de conclure sur cette partie, il est nécessaire d'indiquer que des différences pourront exister entre les résultats issus de cet exemple purement numérique et ceux issus d'expériences. En effet, la reconstruction spatiale du profil d'intensité et de la phase spatiale des modes ne sera

⁵⁸ En réalité, ce premier pic représente la somme des intensités de l'ensemble des modes. Toutefois, les fibres testées dans le cadre de notre application seront, dans le pire des cas, légèrement multimode. Dans ce cas, nous pouvons considérer que la puissance propagée dans les HOMs est négligeable par rapport à la puissance du mode fondamental et le profil d'intensité reconstruit à partir du pic à t=0 sera celui du mode fondamental de la fibre (dans le cas où la puissance propagée dans les HOMs n'est plus négligeable, nous constaterons alors une déformation, par rapport au mode fondamental, du profil reconstruit).

pas toujours de la même qualité (poids du HOM trop faible, indiscernabilité de deux modes présentant un écart temporel inférieur à la résolution de la mesure, déformation de la reconstruction du mode fondamental par la présence de HOMs de poids trop important...). De même, si chaque HOM correspond à un pic étroit sur les résultats présentés dans le Tableau 4, expérimentalement, il est possible d'observer un élargissement de ces pics dû notamment à un couplage entre le HOM et le mode fondamental à différents endroits de la fibre ou encore à la dispersion chromatique de la dispersion modale de vitesse de groupe. Enfin, si le poids de deux HOM est important, il est également possible de visualiser les battements inter-HOM dans la somme des transformées de Fourier. En plus de tous ces effets, des problèmes de polarisations de faisceaux peuvent également venir perturber la mesure.



Spectrogramme total, ech. dB

Ainsi, bien qu'étant une méthode très puissante et particulièrement adaptée à notre problématique de mesure du contenu modal (notamment pour des problèmes de conversion FM/AM), il est important de garder à l'esprit que **cette mesure de S² n'est pas une mesure absolue des propriétés modale de la fibre** à tester (cf. encart rouge ci-dessus). Il sera ainsi nécessaire d'indiquer en détail les conditions expérimentales utilisées. De même, et pour toutes les raisons citées ci-dessus, il sera nécessaire d'apporter une interprétation et une analyse critique des résultats obtenus.

Figure I-18 : Spectrogramme obtenu par la méthode de S² pour l'exemple traité dans cette section. (Issue de [9])

4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce premier chapitre les briques de bases nécessaires à l'établissement du cahier des charges du système laser que l'on souhaite développer. Pour rappel, l'objectif est la réalisation de systèmes permettant d'augmenter, à terme, l'énergie disponible en sortie de la source fibrée actuelle du LMJ.

Dans ce sens, le début du chapitre fut consacré à la présentation détaillée de l'architecture de base de la source actuelle ainsi que des caractéristiques des impulsions qu'elle délivre. Ces informations sont synthétisées dans le Tableau 1 et servent de données d'entrées pour la réalisation d'étages d'amplification fibrés forte énergie. Dans un deuxième temps, les deux principales difficultés liées à la réalisation de systèmes fibrés d'amplification et de transport de nos impulsions ont été présentées. Ainsi, l'origine physique des principaux effets non-linéaires dont les fibres optiques sont le siège et des formules simples et usuellement utilisées de seuil ont été présentés. Il s'agit là d'une difficulté générique à la réalisation de systèmes fibrés délivrant des impulsions de forte énergie/puissance crête. La section 2.1 a ainsi permis de souligner la nécessité d'utiliser des fibres LMA permettant de minimiser les dégradations spectro-temporelles de nos impulsions (lorsque cela sera possible, l'utilisation de fibres présentant de faibles valeurs de coefficient non-linéaire et de gains Raman et Brillouin sera également à privilégier). Nous avons ensuite introduit le phénomène de conversion FM/AM. Il constitue la deuxième difficulté pour la réalisation de nos systèmes. Cette difficulté est bien plus particulière à notre application et est liée à l'utilisation de modulations de phase temporelle pour l'augmentation de la largeur spectrale de nos impulsions. Ainsi, le formalisme utilisé pour traiter ce phénomène ainsi que ses conséquences sur nos impulsions ont été présentés. Nous avons alors défini les grandeurs pertinentes pour leurs caractérisations et avons quantifié les propriétés sur le contenu modal et le maintien de polarisation des fibres à intégrer. Fort de la connaissance des performances lasers recherchées ainsi que des principales limitations liées aux effets non-linéaires et à la conversion FM/AM, le cahier des charges synthétisant les performances lasers et les contraintes sur les fibres et les composants à intégrer a été présenté et commenté dans la troisième partie (section 3). Il a ainsi été souligné la difficulté de réalisation de fibres satisfaisant l'intégralité du cahier des charges établi. En particulier, le triptyque : fibre LMA, monomode (25 dB d'extinction entre les modes d'ordre supérieur et le mode fondamental) et à maintien de polarisation (PER > 25 dB) est le point le plus délicat du cahier des charges. Nous verrons ainsi dans la suite que notre travail consistera bien souvent à trouver les meilleurs compromis entre performances lasers et fibres disponibles afin de réaliser des démonstrations par parties des performances accessibles avec les fibres à l'état de l'art. Nous pourrons alors identifier les solutions les plus pertinentes pour notre application ainsi que les points d'améliorations nécessaire à la convergence de ces solutions vers un système compatible de nos problématiques.

Ainsi, dans le chapitre 2, nous démontrerons expérimentalement les possibilités offertes par les fibres dites « effilées » pour des applications d'amplification fibrée d'impulsions de forte énergie/puissance crête. Les chapitres 3 et 4 seront quant à eux consacrés à la problématique de transport fibré d'impulsions énergétiques.

II.

Amplification fibrée forte énergie d'impulsions nanosecondes pour les pilotes des installations laser de puissance

L'objectif de ce second chapitre est de présenter le système laser développé pendant la thèse pour l'amplification de forte énergie d'impulsions type LMJ. Dans un premier temps, un état de l'art des systèmes lasers fibrés nanosecondes à 1 µm sera présenté. Les résultats majeurs cités dans cette première partie seront comparés au cahier des charges établi dans le chapitre 1. Nous soulignerons alors les possibilités offertes par les fibres LMA souples à l'état de l'art pour la réalisation d'amplificateurs fibrés de forte énergie. Nous identifierons toutefois une difficulté liée à leur intégration. Nous justifierons alors notre choix de travailler avec des fibres dites effilées qui présentent une large aire modale associé à un comportement monomode et une facilité d'intégration accrue. Trois fibres de ce type seront identifiées et leurs caractéristiques détaillées. Nous sélectionnerons celle dont les caractéristiques semblent le plus en accord avec notre cahier des charges.

Après l'identification de ce composant clé, l'architecture du système développé sera présentée et les performances obtenues avec une première fibre effilée de 25 μ m de diamètre de mode seront détaillées. Le phénomène de diffusion Brillouin stimulée apparaitra comme l'effet le plus limitant pour la montée en énergie/puissance crête de notre système. Une seconde fibre effilée de 32 μ m de diamètre de mode sera alors intégrée en lieu et place de la première pour repousser le seuil d'apparition de cet effet non linéaire délétère. Nous quantifierons l'impact de l'utilisation de cette fibre sur la limitation Brillouin et synthétiserons les performances actuellement accessibles avec cette solution pour l'amplification d'impulsions de forte énergie/puissance crête pour les pilotes des installations laser de puissance. Nous comparerons ces résultats à ceux récemment publiés dans un contexte équivalent.

Enfin, pour terminer, nous considérerons la possibilité d'utiliser une diode laser de type DFB en remplacement de l'oscillateur fibré de la source actuelle du LMJ. En régime impulsionnel, ce type de solution présente comme avantage d'émettre un signal à dérive de fréquence permettant de repousser le seuil de diffusion Brillouin stimulée tout en conservant

une grande cohérence temporelle. Il s'agit là d'étudier l'impact de l'utilisation de ce type de solutions sur l'architecture et les performances du système développé. Très prospective pour des applications d'injection de grandes installations laser de puissance telle que le LMJ, cette étude a également pour vocation de démontrer les possibilités offertes par le système développé dans un contexte plus large.

Nous conclurons alors sur les performances obtenues avec le système développé et soulignerons les perspectives de montée en énergie/puissance crête offertes par les fibres effilées récemment développées au niveau industriel.

1 État de l'art de l'amplification fibrée forte énergie : quel type de fibre utiliser pour amplifier ?

L'objectif de cette première partie est d'identifier le type de fibres optiques le plus adapté à notre problématique. Pour ce faire, dans un premier temps, nous présenterons quelques résultats caractéristiques des performances accessibles par les systèmes d'amplification fibrés d'impulsions nanosecondes de forte énergie/puissance crête. Toutefois, les performances d'un système laser ne se résument pas à l'énergie extraite. Nous identifierons alors des systèmes dont les caractéristiques se rapprochent de celles de notre problématique. Le potentiel des fibres souples LMA à l'état de l'art pour l'amplification d'impulsions de forte énergie sera alors souligné. Nous pointerons toutefois les difficultés liées à leur intégration au sein de systèmes monolithiques (entièrement fibrés). Nous présenterons alors le principe de base des fibres dites « effilées ». Ces fibres LMA présentent en effet un comportement monomode allié à une facilité d'intégration accrue. Les caractéristiques de trois fibres de ce type seront présentées. Nous en identifierons alors une dont les caractéristiques semblent en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre. Celle-ci sera alors intégrée au sein d'un système laser dans la section 2.

1.1 Résultats majeurs d'amplification fibré forte énergie à 1 μm et fibres optiques utilisées

Depuis le premier laser à fibre optique réalisé en 1964 [44], l'amélioration combinée des performances des fibres optiques (fibres LMA monomodes et à double gaine) et des diodes de pompe (augmentation de la puissance et de la brillance) a permis d'atteindre des niveaux de puissances moyennes, de puissances crêtes et d'énergies en sortie des systèmes lasers fibrés toujours plus importants (Figure II-1).



Figure II-1 : (a) 25 ans d'évolution de la puissance moyenne délivrée par les systèmes fibrés en régime continu ou d'impulsions ultra-courtes (régime \leq picoseconde). (b) Évolution de la puissance moyenne et de l'énergie délivrée par les systèmes lasers femtosecondes. Dans chacun des cas, les performances reportées sont issues de systèmes délivrant un faisceau proche de la limite de diffraction. (Issues de [45])

Pour notre application d'amplification d'impulsions nanosecondes, et comme indiqué dans le premier chapitre, l'une des limitations principales réside dans la gestion des effets non-linéaires. En effet, l'objectif est d'atteindre une énergie de l'ordre de 1 mJ par impulsion donnant lieu à

des puissances crêtes de plusieurs centaines de kilowatts⁵⁹. La question à laquelle nous allons tenter de répondre dans cette première partie est alors la suivante :

L'état de l'art sur les performances lasers et les nouvelles fibres optiques disponibles permetil d'envisager raisonnablement d'atteindre ce type de performances ?

Pour ce faire, nous présentons ci-dessous quelques résultats significatifs des performances accessibles aujourd'hui par les systèmes d'amplification fibrés dans la gamme nanoseconde. De même, quelques exemples significatifs de fibres souples, LMA et monomodes à l'état de l'art permettront de souligner le potentiel de ces solutions pour la réalisation de systèmes monolithique d'amplification d'impulsions de forte puissance crête.

1.1.1 Des performances brutes au cahier des charges

Avant de prendre en compte la globalité du cahier des charges du système que l'on souhaite développer, regardons tout d'abord les niveaux d'énergie et de puissance crête en question. Comme indiqué ci-dessus, l'énergie visée est de l'ordre du millijoule et les puissances crête de l'ordre de plusieurs centaines de kilowatts. En comparant ces chiffres à ceux de la littérature, les objectifs fixés ne semblent pas déraisonnables. En effet, le record d'énergie délivrée par un système laser fibré dans la gamme nanoseconde date de 2012 [46]. Dans l'article en question, les auteurs présentent un système permettant de délivrer, dans un régime multikilohertz, des impulsions possédant une énergie de 26 mJ et une puissance crête maximum de 500 kW⁶⁰. Ces chiffres sont extrêmement impressionnants et laisse à penser que notre objectif n'est finalement pas très ambitieux ! Toutefois, il est nécessaire de souligner que le système présenté dans cet article ne correspond en rien à notre cahier des charges... Ainsi, les impulsions délivrées possèdent une durée de l'ordre de 50 ns ainsi qu'une largeur spectrale d'un nanomètre centrée à 1040 nm. Pour rappel, notre objectif est d'amplifier des impulsions de durée comprise entre 3 et 10 ns et dont la largeur spectrale minimale est d'environ 0,1 nm (λ =1053 nm). Plus gênant encore, au-delà des différences constatées sur les propriétés spectro-temporelles des impulsions, le système proposé est intrinsèquement en désaccord avec notre cahier des charges. Il s'agit en effet d'un système en espace libre dans lequel l'amplification est réalisée au sein de fibres rigides (obligation de les injecter en espace libre). De plus, ces fibres de type LPF (pour l'anglais Large Pitch Fiber) ne sont pas PM et l'obtention d'un faisceau monomode (avec un $M^2 < 1,3$ c'est-à-dire proche de la limite de diffraction) est conditionnée à l'extraction d'une puissance moyenne bien supérieure à 50 watts⁶¹ (nous constatons Figure II-2 (b) une amélioration du profil spatial de sortie à mesure que la puissance moyenne augmente). Il est donc indispensable de regarder les performances obtenues avec des systèmes plus en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre pour évaluer les performances accessibles dans le cadre de notre problématique. Ainsi, un article de 2010 [47], fait état de l'obtention de niveaux d'énergie/puissance crête proches de ceux envisagés pour notre application. Dans cet article, les impulsions amplifiées possèdent une durée légèrement inférieure à la nanoseconde (~0,8 ns) et une largeur spectrale inférieure à 1 GHz à la longueur

⁵⁹ La durée des impulsions que l'on souhaite amplifier est comprise entre 3 et 10 ns. La puissance crête maximale envisagée dans nos systèmes est alors de 300 kW (1 mJ sur 3 ns).

⁶⁰ La puissance moyenne obtenue est alors de 130 W.

⁶¹ Pour rappel, dans notre cas, la puissance moyenne maximale sera de l'ordre de 10 W (1 mJ à 10 kHz).

d'onde de 1064 nm. Ces impulsions sont amplifiées dans un système de type MOPA (pour l'anglais *Master Oscillator Power Amplifier*) à deux étages. À une fréquence de répétition de 50 kHz, une énergie de 1,1 mJ par impulsion est obtenue pour une puissance crête de 1,35 MW. L'utilisation de fibres PM monomodes (fibres microstructurées à guidage par réflexion totale interne modifiée) permet également de délivrer un faisceau de polarisation linéaire proche de la limite de diffraction ($M^2 < 1,2$). Les performances de ce système sont encourageantes pour notre application. Toutefois, bien que les caractéristiques des impulsions amplifiées et l'architecture utilisée soient plus proches de notre cahier des charges que dans le cas du premier article mentionné, l'utilisation d'une fibre rigide de 100 µm de diamètre de cœur dans le dernier étage d'amplification biaise une nouvelle fois quelque peu la comparaison avec notre cahier des charges. Il est alors nécessaire de se restreindre aux systèmes dans lesquels sont uniquement intégrées des fibres souples.



Figure II-2 : (a) Section transverse de la fibre amplificatrice utilisée dans le troisième et dernier étage d'amplification du système. Il s'agit d'une fibre de type LPF de 135 μ m de diamètre de cœur (MFD~100 μ m) avec un air-clad de 425 μ m de diamètre. (b) Illustration de la dégradation du mode spatial à faible énergie (puissance moyenne) (Issues de [46]).

Ainsi, quelques années auparavant [48], un MOPA composé de deux étages d'amplification basés sur une fibre de 40 µm de diamètre de cœur a permis de délivrer des impulsions de 1 ns, de 8 GHz de largeur spectrale (longueur d'onde centrale de 1062 nm) et de 810 µJ d'énergie (> 800 kW de puissance crête et ~8 W de puissance moyenne). L'utilisation de fibre PM monomodes permettait d'obtenir un PER de 20 dB allié à un faisceau proche de la limite de diffraction ($M^2=1,2$). Il s'agit là d'un système très proche du cahier des charges présenté dans le chapitre précédent tant d'un point de vue des caractéristiques du signal que de celles du système. En effet, dans ce dernier, l'utilisation de fibres souples placées sur des diamètres de courbure inférieurs à 40 cm (~38 cm mentionné dans l'article) peut permettre la réalisation d'un système d'amplification de type MOPA composé de deux étages d'amplification. Grâce à ce système basé sur des fibres PM, souples et monomodes, les premières démonstrations de l'amplification fibré forte énergie d'impulsions type LMJ ont été réalisées. L'utilisation dans le

⁶² Il est toutefois bon de noter que le système présenté dans l'article n'était pas entièrement fibré. L'explication se trouve certainement dans l'absence, à l'époque, de composants fibrés permettant la réalisation d'un tel système. Aujourd'hui, suite aux évolutions des composants (principalement le MFD des fibres utilisées dans ces composants), il serait tout à fait possible de réaliser à partir de ce qui est présenté dans l'article, un système monolithique conforme aux exigences de stabilité de notre cahier des charges.

dernier étage d'amplification d'une fibre polarisante⁶³ de 30 μ m de MFD (40 μ m de diamètre de cœur) [49] a permis d'atteindre une énergie de 1,5 mJ pour des impulsions de 10 ns et une fréquence de répétition de 1 kHz. De même, un faisceau monomode (M²=1,1) et un PER supérieur à 25 dB ont été obtenu en sortie de ce système [8, 50]. Toutefois, la valeur de 1,5 mJ correspond à l'énergie maximale extraite du système et, à ce niveau, la forme temporelle des impulsions n'était plus maitrisée. Plus gênant encore, dès 500 μ J d'énergie par impulsion, l'apparition de composantes spectrales très éloignées de la longueur d'onde du signal a été observée en entrée de fibre (composantes spectrales se propageant en sens contra-propagatif au signal). Des exemples de spectres observés (en entrée de fibre) sont présentés Figure II-3. Leur analyse a permis d'identifier l'apparition de composantes discrètes sur une plage spectrale allant de 640 à 1340 nm. Un écart en fréquence constant (60 THz) entre les composantes voisines a permis de d'orienter les recherches vers un effet de mélange à quatre ondes. Cette hypothèse a été confirmée par simulations numériques [25] et justifie la nécessité d'utiliser des fibres plus courtes et/ou de plus grande aire modale afin d'atteindre des énergies/puissances crêtes supérieures.



Figure II-3 : (a) Image de la section transverse de la fibre utilisée dans le dernier étage d'amplification du système développé pendant la thèse de Laure Lago. Spectres observés en **entrée** de la fibre du dernier étage d'amplification pour un signal à 1 kHz et des impulsions de 10 ns d'énergie (b) de 650 µJ et (c) 1,51 mJ (Issues de [8]).

Dans ce sens, un travail important est mené depuis quelques années afin de réaliser des fibres optiques souples, monomodes (et dopées) et d'aire effective toujours plus importante. Parmi les voies suivies, les fibres basées sur le mécanisme de guidage par bandes interdites photoniques (BIP) semblent particulièrement pertinentes et prometteuses. Ainsi, dans un article récent [51], un certain nombre de démonstrations de la réalisation de fibres BIP dopées ytterbium, souples,

⁶³ Différentiel de pertes très important entre les deux axes de polarisation, seul un mode de polarisation ayant alors des pertes suffisamment faibles pour être considéré comme guidé efficacement.
entièrement solides⁶⁴ et présentant des diamètres de mode supérieur à 30 μ m permettent d'envisager la conception de systèmes lasers toujours plus puissants et énergétiques. Nous pouvons par exemple noter la fabrication d'une telle fibre présentant un diamètre de mode de l'ordre de 43 μ m (diamètre de cœur supérieur à 50 μ m) et délivrant un faisceau proche de la limite de diffraction (M²~1,2) [52]. Utilisant un tronçon de 7 m de cette fibre placée sur un diamètre de courbe de 65 cm, les auteurs ont pu démontrer l'amplification jusqu'à 400 W d'un signal continu, centré à 1064 nm et de largueur spectrale inférieure à 5 kHz non limité par la SBS⁶⁵ témoignant de la capacité de cette fibre à repousser les seuils d'apparition des effets non-linéaires délétères. La structure transverse de la fibre ainsi que le profil spatial obtenu en sortie de fibre pour une puissance de 400 W sont présentés Figure II-4.

Toutefois, nous pouvons constater avec regret l'absence d'un dispositif (par exemple des barreaux de contrainte) permettant d'assurer le maintien de la polarisation du faisceau.



Figure II-4 : (a) Structure transverse de la fibre présentée dans l'article [52]. Le diamètre du cœur est supérieur à 50 µm. (b) Profil transverse du faisceau en sortie de fibre pour une puissance de 410 W. Le MFD est de l'ordre de 43 µm et le M² égale à 1,2.

Comme indiqué dans le premier chapitre, l'utilisation de fibre PM est impérative pour notre application en raison notamment du phénomène de conversion FM/AM. Nous avions également indiqué à juste titre la difficulté que représente l'ajout de barreaux de contraintes dans une structure transverse de fibre dont le contrôle des paramètres opto-géométriques est un élément critique pour l'obtention d'une fibre monomode. Malgré ces difficultés, le besoin de fibres PM de large aire modale pour des applications lasers incite les spécialistes de la réalisation de fibres optiques à travailler sur ces challenges techniques complexes et mène à des résultats probants. Nous pouvons par exemple citer la réalisation d'une fibre polarisante⁶³ présentant une aire effective de 1150 μ m² (MFD ~ 40 μ m pour un faisceau à symétrie circulaire) [53]. La structure transverse de la fibre ainsi que le profil du mode fondamental obtenu par simulations COMSOL® sont présentés Figure II-5. La présence de barreaux de contraintes mène, comme souligné dans le premier chapitre, à la déformation du mode fondamental de la fibre qui devient elliptique (confinement du faisceau par réflexion total interne au niveau des barreaux). Malgré cette déformation, le faisceau obtenu est proche de la limite de diffraction avec un M² inférieur à 1,2 selon les deux directions et le PER est supérieur à 20 dB pour un tronçon de 2,6 m.

⁶⁴ La microstructuration de la gaine optique est réalisée grâce à des inclusions de matériaux solides à la différence des fibres microstructurées air-silice à guidage par réflexion totale interne modifiée dont les inclusions correspondent à des « trous » d'air.

⁶⁵ La puissance moyenne est alors limitée par la dégradation du profil spatial issue du phénomène d'instabilité modale inhérent à l'amplification à haute puissance moyenne.

Toutefois, la pertinence de cette fibre pour la réalisation d'un système laser est limitée en raison (1) des fortes pertes par courbures qui obligent à placer la fibre de manière rectiligne et (2) de la trop faible absorption de la pompe à 975 nm (~0,6 dB/m lorsque la pompe est injectée dans la gaine).



Figure II-5 : (a) Structure transverse de la fibre présentée dans l'article [53]. Le diamètre du cœur est supérieur à 50 µm. (b) Profil transverse du faisceau obtenu par simulation COMSOL® lorsque la fibre est maintenue droite.



Figure II-6 : Schéma de la section transverse de la fibre hybride présentée lors du congrès Photonics West de 2017 [54]. Un zoom du cœur de la fibre permet de distinguer la zone dopée (verte) de l'anneau de silice pure (bleu) qui l'entoure.

Plus récemment, une fibre dite hybride⁶⁶ LMA et à maintien de polarisation a été présentée [54]. Un schéma de sa section transverse est visible Figure II-6. Grâce à un cœur de 35 µm de diamètre et une géométrie de dopage optimisée pour l'augmentation du seuil de rétrodiffusion Brillouin stimulée, cette fibre offre une réelle solution pour l'amplification d'un signal de faible largeur spectrale. Pour preuve, un tronçon de 9 m placé sur un diamètre de courbure de 65 cm a permis la démonstration de l'amplification d'un signal continu d'environ 1 GHz de largeur spectrale (λ =1064 nm) jusqu'à 820 W sans présence de SBS. Une très bonne qualité spatiale de faisceau (M²~1,2) est obtenue jusqu'à 820 W avant une nette dégradation résultant du phénomène d'instabilité modale liée aux effets thermiques (forte puissance moyenne). Cette fibre confirme alors le potentiel des fibres LMA souples pour l'amplification d'impulsions de forte énergie/puissance crête. De plus, la limite en termes de taille de mode semble être sans cesse repoussée. Ainsi, deux articles [55] et [56] rapportent la fabrication de fibres dopées capables de délivrer un faisceau en limite de diffraction malgré des diamètres, respectivement de cœur et de mode, de 60 µm. Bien que ces fibres ne correspondent pas aujourd'hui au cahier des charges du système que l'on souhaite développer (notamment en termes de maintien de polarisation), elles laissent entrevoir de belles perspectives d'augmentations de l'énergie et de la puissance disponibles en sortie des systèmes lasers entièrement fibrés ! Ainsi, d'après ce rapide état de l'art, il semble possible de réaliser un système entièrement fibré capable de délivrer les niveaux d'énergie et de puissance crête visés⁶⁷. Toutefois, bien que très avantageuses et prometteuses, les fibres souples LMA présentent un dernier inconvénient lié à leur injection. Celui-ci est explicité ci-dessous et permet d'orienter notre choix vers un autre type de fibres pour la réalisation de nos systèmes d'amplification.

1.1.2 Problématique d'injection des fibres LMA souples

Pour rappel, nous avons vu que les fibres LMA rigides doivent bien sûr être injectées par des systèmes d'optiques en espace libre qui compliquent la réalisation de systèmes lasers basés sur ce type de solution et rendent critique la problématique de stabilité mécanique. Toutefois, si l'utilisation de fibres souples permet la réalisation de systèmes monolithique intrinsèquement stable (d'un point de vue mécanique), l'injection de ce type de fibre est-elle simple ?

En réalité, injecter une fibre optique <u>monomode</u> avec un minimum de pertes implique d'adapter les propriétés géométriques du faisceau incident aux propriétés opto-géométrique de la fibre. Ainsi, lors de l'utilisation de connecteurs ou d'une soudure pour relier deux fibres entre-elles, plusieurs facteurs peuvent mener à une diminution du rendement de couplage (transmission) entre les deux fibres. Parmi eux, des défauts tels que le désalignement entre les cœurs des deux fibres, un tilt entre les fibres voire un écartement de ces dernières mènent à une chute du rendement de couplage. Toutefois, l'importance de ces défauts et donc leurs impacts sur la transmission entre les deux fibres sont facilement minimisés par la réalisation (l'utilisation) de soudures (de connecteurs) de qualité. En revanche, afin d'obtenir un rendement de couplage égale à 1 (dans le cas où l'ensemble des autres facteurs sont optimisés), les modes

⁶⁶ Cette dénomination est utilisée puisque la gaine de la fibre est formée d'une double microstructuration. Une première, entièrement solide, permet un guidage par BIP. Un seconde, formée de trous d'air, permet quant à elle un confinement par réflexion totale interne modifiée.

⁶⁷ L'analyse de la bibliographie ne permet pas de conclure sur notre capacité à satisfaire le cahier des charges dans son ensemble (notamment la minimisation de la conversion FM/AM).

fondamentaux des deux fibres doivent être identiques. Si ce n'est pas le cas, une chute du rendement est observée. Cela est formalisé par l'intégrale de recouvrement des deux modes dont l'expression mathématique est la suivante :

$$\eta = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_1(x,y).\psi_2(x,y)^* dx dy \right|^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_1(x,y).\psi_1(x,y)^* dx dy \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_2(x,y).\psi_2(x,y)^* dx dy}$$
Éq. 35

Où η représente le taux de couplage en puissance entre les modes fondamentaux des deux fibres dont les profils spatiaux sont donnés par $\psi_1(x, y)$ et $\psi_2(x, y)$. Dans le cas de deux fibres monomodes dont les modes fondamentaux sont approximés par des profils gaussiens de rayon (à 1/e²) ω_1 et ω_2 , l'expression (plus simple) suivante peut être utilisée [57]:

$$\eta = \left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2}\right)^2$$
Éq. 36

Et l'atténuation (en dB) est donnée par :

$$\alpha_{MFD} = 10.\log_{10}(\eta)$$
 Éq. 37

Éq. 38

La Figure II-7 illustre l'évolution du couplage η et de l'atténuation α_{MFD} en fonction du rapport ω_1/ω_2 . Nous constatons alors la nécessité d'adapter le diamètre de mode du faisceau

incident pour l'injection d'une fibre. Ainsi, une situation régulièrement rencontrée expérimentalement consiste à vouloir injecter une fibre LMA à partir d'une fibre possédant un MFD plus faible et une ouverture numérique plus grande (voir l'exemple ci-contre). Dans ce cas, une simple soudure ne suffit pas et il est impératif de réaliser un adaptateur de mode fibré (MFA pour l'anglais *Mode Field Adaptator*). Le principe de ce système est présenté ci-dessous.

<u>)rdre de grandeur</u>				
	MFD			
Fibre 1	10			
(Nufern PM-1060-L)				
Fibre 2	30			
(NKT DC-200/40-PZ-Yb)				
Atténuation (dB)	-4,43			

74



Figure II-7 : Évolution (a) de la transmission et (b) des pertes de couplage en fonctions du rapport des MFD des deux fibres..

1.1.3 Principe de l'adaptateur de mode fibré

Expérimentalement, il est fréquent de vouloir relier des fibres de diamètre de cœur différent (différentes valeurs de MFD et d'ouvertures numériques)⁶⁸. Ainsi, dans le but de réaliser un système monolithique, la soudure directe entre les fibres est une solution régulièrement utilisée. Toutefois, comme nous venons de la voir, cette solution mène à des pertes importantes qu'il s'avère (parfois) impératif de minimiser. Cela nécessite alors la réalisation d'un composant fibré particulier, l'adaptateur de mode fibré (MFA). Issue d'un brevet déposé en 2000 [58], le principe de base de cette solution est représenté Figure II-8.



Figure II-8 : Schéma de principe d'un adaptateur de mode fibré (MFA). Entre les deux fibres à relier, un tronçon de fibre multimode de longueur L₁ permet la diffraction du faisceau. Celui-ci est alors refocalisé à l'aide d'un tronçon de fibre à gradient d'indice de longueur L₂. Après ces deux éléments, le diamètre de mode du faisceau et son front d'onde plan sont adaptés aux propriétés de la fibre 2 à injecter.

En sortie de la fibre 1, un tronçon de fibre multimode à saut d'indice⁶⁹ de longueur L₁ est soudé. Il permet la diffraction du faisceau (augmentation de son diamètre et courbure de son front d'onde). Une fibre à gradient d'indice de longueur L₂ est ensuite utilisée telle une lentille pour refocaliser le faisceau. En fonction des MFD et des ouvertures numériques des deux fibres (fibre 1 et 2), les longueurs L₁ et L₂ sont déterminées à l'aide du formalisme des matrices ABCD afin d'obtenir un faisceau de diamètre compatibles de la deuxième fibre (diamètre \cong MFD _{Fibre2}). Théoriquement assez simple, ce dispositif permet d'atteindre des rendements de couplage supérieurs à 90 %⁷⁰. Toutefois, la réalisation de ce type de système s'avère délicate. Il s'agit en effet de réaliser trois soudures (souvent complexes en raison de l'utilisation de fibres microstructurées (fibre 2)⁷¹) avec des longueurs L₁ et L₂ de l'ordre de la centaine de microns et une tolérance sur ces longueurs inférieure à 10 µm (afin d'obtenir un rendement de couplage élevé). Le processus d'enchaînement soudure/clive, soudure/clive... est alors particulièrement délicat à réaliser. Enfin, il s'agit d'un système mécaniquement assez fragile pouvant constituer un point sensible et critique au sein d'un système laser.

⁶⁸ Dans notre cas, une telle situation est par exemple rencontrée entre les différents étages d'amplification d'un système laser.

⁶⁹ En théorie, un morceau de verre non guidant est suffisant. La fibre multimode est choisie uniquement puisque celle-ci est facilement disponible.

⁷⁰ À comparer aux 4dB de pertes indiquée sur la page précédente et particulièrement pertinent pour les systèmes que l'on souhaite développer.

⁷¹ Pour l'obtention d'un comportement monomode malgré les tailles de mode considérées.

Pour ces raisons, et alors que les fibres souples LMA présentées plus avant permettent la minimisation des effets non-linéaires et la réalisation de systèmes monolithiques, leur intégration s'avère délicate et la question suivante mérite d'être posée. *Existe-t-il un type de fibres qui permette d'allier la minimisation des effets non linéaires, la possibilité de réaliser un système monolithique et une facilité d'intégration accrue ?* En réalité, la réponse est OUI ! Il s'agit de fibres dites effilées (ou, dans un mauvais français, fibre « taperisées » en lien avec l'anglais « taper ») qui semblent constituer une solution particulièrement pertinente pour la réalisation de systèmes fibrés de forte énergie/puissance crête. Nous en présentons le principe et les avantages ci-dessous.

1.2 Utilisation de fibres effilées pour l'amplification laser

Nous introduisons dans un premier temps le principe de base des fibres effilées ainsi que leurs principaux avantages pour la réalisation de systèmes lasers fibrés de forte énergie/puissance crête. Il s'agit là d'une entrée en matière simple et rapide sur le fonctionnement de ce type de fibre. Le lecteur intéressé pourra alors consulter la thèse [59] ou le chapitre 6 du livre [60] dans lesquels sont présentés le formalisme permettant de modéliser ces fibres ainsi que des exemples de performances lasers obtenues avec celles-ci. Dans un deuxième temps, les fibres commercialement disponibles et identifiées à l'époque où nous avons choisi de nous orienter vers ce type de solution seront présentées. Nous justifierons alors notre choix de travailler avec les fibres développées par le laboratoire Russe du FORC [61].

1.2.1 Principe et avantages des fibres effilées

Le principe de base des fibres effilées consiste à réaliser une fibre dont le diamètre de cœur de sortie (et donc le MFD du mode fondamental) est plus important que celui d'entrée. Si le cône (accroissement monotone du diamètre du cœur sur toute la longueur de la fibre) est une des géométries possibles, les fibres sur lesquelles nous allons travailler dans la suite présentent préférentiellement un profil longitudinal constituées de trois sections :

- Une entrée de faible diamètre de cœur (et donc de fibre⁷²)
- Une zone de transition correspondant à un accroissement du diamètre du cœur
- Une zone présentant un grand diamètre de cœur

Un exemple de ce type de profil est présenté Figure II-9. Sur cette figure sont également illustrées les trois zones mentionnées ci-dessus. De manière générale, ces fibres présentent une structure en silice entièrement solide (pas d'inclusions d'air comme dans le cas des fibres microstructurées) et un profil transverse de type saut d'indice. Nous rappelons que, dans ces structures, le nombre de modes autorisés à se propager est déterminé par la valeur de la fréquence normalisée V⁷³. Cette grandeur est elle-même proportionnelle au rayon du cœur de la fibre et à son ouverture numérique (qui dépend lui-même de la différence d'indice cœur/gaine). Ainsi, l'augmentation de la taille du cœur, à ouverture numérique constante, peut rapidement entraîner le passage d'une structure monomode à une structure multimode (V>2.405). Ce passage est également matérialisé sur l'exemple Figure II-9. L'enjeu du design

⁷² Les diamètres du cœur et de la fibre sont liés par une homothétie.

⁷³ $V = 2\pi r_c ON/\lambda$ avec r_c le rayon du cœur de la fibre, ON son ouverture numérique et λ la longueur d'onde de travail.

et de la fabrication de ces fibres consiste alors à réaliser une première partie de fibre intrinsèquement monomode et une zone de transition dans laquelle l'augmentation de la taille du cœur soit à la fois suffisamment lente pour éviter tout couplage du mode fondamental vers d'autres modes dû à la variation de diamètre (transition adiabatique) et à la fois suffisamment rapide pour éviter tout couplage significatif dû aux perturbations (courbures, pressions...) entre le mode fondamental et les HOMs dans la zone multimode de la fibre [62]. En cas de succès, les avantages de l'utilisation de ce type de fibres rendent cette solution particulièrement pertinente pour notre application.



Figure II-9 : Exemple caractéristique du profil longitudinal d'une fibre effilée. Une image de la section transverse de la fibre est indiquée. Les trois zones précédemment identifiées sont indiquées ainsi que l'évolution de la fréquence normalisée de la fibre. Afin de pouvoir bénéficier des propriétés recherchées (fibre LMA et monomode), la lumière doit se propager de droite à gauche. À noter que la fibre présentée ici est particulièrement longue. Afin de minimiser les effets non linéaires, une longueur inférieure à 3 m sera privilégiée dans la suite (Issue de [63]).

En effet, cette stratégie d'évolution longitudinale de la taille du cœur de la fibre permet [64] :

- L'obtention de fibres LMA à comportement monomode.
- Un relâchement des contraintes sur la valeur de l'ouverture numérique de la fibre (diamètre de cœur réduit dans la zone intrinsèquement monomode) résultant en de plus faibles pertes par courbure que pour les fibres LMA classiques⁷⁴.
- Augmentation de l'absorption de la pompe par unité de longueur en comparaison des fibres classiques⁷⁵ (cas d'un pompage contra-propagatif).
- Filtrage intrinsèque de l'émission spontanée amplifiée (ASE pour l'anglais *Amplified Spontaneous Emission*) se propageant en sens contra-propagatif au signal.
- Facilité d'intégration accrue : soudure directe de ces fibres sur celles des étages d'amplification placés en amont (MFD et ouverture numérique d'entrées compatibles pour la minimisation des pertes).

⁷⁴ Classique dans le sens d'une taille de cœur constante selon la direction de propagation. Il peut s'agir de fibres à saut d'indice ou microstructurées.

⁷⁵ Classique dans le sens d'une taille de cœur constante selon la direction de propagation. Il peut s'agir de fibres à saut d'indice ou microstructurées.

78

Ainsi, des systèmes basés sur ce type de fibres ont d'ores et déjà prouvé le potentiel de cette solution pour l'amplification d'impulsions de forte énergie/puissance crête. Afin de démontrer leur capacité à minimiser les effets non linéaires, des systèmes d'amplification d'impulsions picosecondes ont été développés. Plus pertinents pour notre problématique, des articles illustrant l'utilisation de ce type de fibres pour l'amplification d'impulsions nanosecondes ont également été publiés. On trouve notamment en 2014 un article présentant l'amplification d'impulsions de caractéristiques proches de celles dont il est question pour nos applications [65]. Le schéma de ce système ainsi que quelques résultats obtenus sont présentés Figure II-10. Ce système, dont le dernier étage est constitué d'une fibre effilée de 2,5 m présentant un diamètre de cœur de 25 μ m en entrée et de 40 μ m en sortie, a permis l'amplification d'impulsions de 8 ns et de faible largeur spectrale (quelques gigahertz à 1064 nm) jusqu'à une énergie de 27 μ J et une puissance crête de 3 kW. Ces niveaux semblent assez modestes mais l'explication de cette limitation ne réside pas dans l'apparition des effets non linéaire mais plutôt de la forte puissance moyenne recherchée (108 W obtenue grâce à une fréquence de répétition de 4 MHz).



Figure II-10 : (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'amplification d'impulsions de 8 ns et de quelques gigahertz de largeur spectrale (centré à 1064 nm). La fréquence de répétition du signal est fixée à 4 MHz. Le dernier étage d'amplification est basé sur une fibre effilée de 2,5 m avec un diamètre de cœur de 25 μm en entrée et de 40 μm en sortie. (b) Évolution de la puissance moyenne et de l'énergie par impulsion en fonction de la puissance de pompe (Issues de [65]).

Plus importante en termes d'énergie et de puissance crête délivrées, mais plus éloignée de nos spécificités, une autre publication présente une cavité laser de type Q-switch basée sur une fibre effilée et délivrant des impulsions de 60 ns et 1,6 mJ (~24 kW) [66].

Ainsi, après la présentation du principe de base des fibres effilées, de leurs avantages et de démonstrations laser illustrant succinctement les performances accessibles avec ce type de solutions, il reste à identifier et sélectionner la fibre effilée idoine de notre application.

1.2.2 Choix de la fibre la plus adaptée à notre problématique

À l'heure où nous nous sommes orientés vers l'utilisation de fibres effilées pour la réalisation d'amplificateurs fibrés de forte énergie, trois fournisseurs avaient été identifiés. Il s'agit de la société Ampliconyx [67] basée en Finlande et spin-off de l'université de Tampere, de l'institut national d'optique du Québec (INO) [68] et du laboratoire Russe du FORC [61]. Les fibres proposées par ces différentes entités sont présentées ci-dessous. Nous justifierons notre choix de tester préférentiellement les fibres développées et fabriquées par le FORC.

Fibre de la société Ampliconyx

La solution proposée par cette entreprise semblait particulièrement intéressante et pertinente pour l'amplification à forte énergie/puissance crête de nos impulsions. Il s'agit en effet d'une fibre effilée de 4 m présentant un diamètre de cœur record en sortie de 100 μ m (~10 μ m en entrée) [69]. Le profil longitudinal de la fibre est présenté Figure II-11 (a). Cette fibre a d'ores-et-déjà permis la démonstration de l'amplification d'impulsions de 60 ps jusqu'à une énergie de 300 μ J et une puissance crête de 5 MW (proche de la limite d'auto-focalisation) [70]. Malgré cette puissance crête extrême, le spectre des impulsions présente seulement de légères traces de diffusion Raman, démontrant ainsi le potentiel offert par cette fibre pour la minimisation des effets non-linéaires. D'un point de vue spatial, le profil obtenu en sortie est proche de la limite de diffraction (M² < 1,15 dans les deux directions).



Figure II-11 : (a) Profil longitudinal de la fibre effilée proposée par la société Ampliconyx. Le diamètre de cœur en sortie est de 100 μm. (b) Spectre des impulsions de 60 ps et 300 μJ (fréquence de répétition de 20 kHz). En encart, le profil spatial de sortie à forte énergie (M²=1,08/1,14). (Issues de [70]).

Si ces résultats démontrent les possibilités offertes par cette solution pour l'extraction d'énergie et la minimisation des effets non linéaires, **nous avons toutefois choisi de ne pas travailler avec cette fibre. La raison est le caractère non PM de celle-ci⁷⁶**. Nous pouvons en effet constater Figure II-12 l'absence dans la structure de la fibre d'un dispositif permettant le maintien de la polarisation du faisceau.

⁷⁶ Nous verrons en conclusion de ce chapitre que depuis, des progrès ont été réalisés et offre des perspectives intéressantes pour la suite de nos études.



Figure II-12 : Image de la face de sortie de la fibre effilée proposée par la société Ampliconyx. Nous pouvons constater que cette fibre est non PM. (Issue de [70]).

Fibre de l'institut national d'optique du Québec

80

L'INO a également développé une fibre effilée dopée Ytterbium pour des applications d'amplification de forte énergie/puissance crête [71]. Son profil est présenté Figure II-13 (a). D'une longueur de 2,8 m⁷⁷, cette fibre présente un diamètre de cœur de 35 μ m à l'entrée et de 56 μ m en sortie (évolution du MFD entre 26 et 36 μ m). À la différence de la fibre précédente, celle-ci possède des barreaux de contraintes permettant d'assurer le maintien de la polarisation du faisceau et une valeur de biréfringence supérieure à 1,4.10⁻⁴. Ces barreaux sont clairement visibles Figure II-13 (b).



Figure II-13 : (a) Profil longitudinal de la fibre effilée développée par l'INO. (b) Image de la face de sortie de la fibre (Issues de [72]).

Grâce à ces caractéristiques, cette fibre a permis l'amplification d'impulsions picosecondes jusqu'à une énergie de 50 μ J et une puissance crête de 1,5 MW [72]. Dans ce régime, aucun signe de diffusion Raman n'a été observé confirmant ainsi le potentiel de cette fibre pour l'amplification d'impulsions de forte puissance crête. Le faisceau délivré par cette fibre est également proche de la limite de diffraction (M²<1,2).

Malgré ces propriétés très intéressantes, deux raisons nous ont amené à ne pas utiliser cette fibre⁷⁸. La première est liée au contenu modal de la section de faible diamètre. En effet, nous avons mentionné précédemment que l'enjeu lié à la fabrication des fibres effilées est de réaliser une section de faible diamètre **intrinsèquement monomode** (V \leq 2,405). Or, avec une ouverture numérique égale à 0.07 et un diamètre de cœur de 35 µm, nous obtenons V=7,3 à 1053 nm. Cette valeur correspond à une propagation de 9 modes dans la fibre. Pour obtenir un

⁷⁷ Il est possible d'obtenir des fibres de plus grande ou de plus faible longueur.

⁷⁸ Il est nécessaire toutefois de garder à l'esprit cette solution dont les propriétés restent intéressantes pour notre application.

comportement effectivement monomode, le profil d'indice de la fibre est alors ajusté pour augmenter les pertes par courbure des HOMs⁷⁹. La Figure II-14 (a) présente les pertes par courbures du mode fondamental et du mode LP11 pour la section de 35 µm de diamètre de cœur. Nous pouvons alors constater que l'obtention de pertes différentielles de l'ordre de 10 dB/m entre le mode fondamental et le mode LP11 est conditionnée à l'utilisation d'un diamètre de courbure de l'entrée de fibre inférieur à 16 cm. Les auteurs de la publication ont illustré expérimentalement ce comportement en décentrant l'injection de la fibre pour deux valeurs différentes du diamètre de courbure⁸⁰ (40 et 14 cm). Ces résultats sont présentés Figure II-14 (b). Nous constatons alors clairement la déformation du profil de sortie lorsque la courbure utilisée n'est pas suffisante. Ainsi, en rappelant les 25 dB d'extinction entre les HOMs et le mode fondamental de la fibre requis pour la minimisation du phénomène de conversion FM/AM (chapitre 1), le comportement modal de la fibre ne semble pas suffisamment robuste pour notre application. De plus, comme mentionné ci-dessus, l'un des attraits des fibres effilées est de présenter une facilité d'intégration accrue (soudure directe sur les fibres en aval et de plus faible MFD). Or, nous verrons lors de la description du système laser que nous avons développé, que les fibres de l'avant dernier étage d'amplification possèdent un MFD de 10 µm. Dans ces conditions, leur soudure directe sur la fibre développée par l'INO mènerait à des pertes supérieures à 3 dB.

⁷⁹ Un profil particulier de dopage du cœur de la fibre est également réalisé afin de maximiser le gain du mode fondamental (filtrage par le gain).

⁸⁰ Seule l'entrée de la fibre, de 35 µm de diamètre de cœur, est placée sur les diamètres de courbure indiqués.



Figure II-14 : (a) Évolution des pertes par courbure du mode fondamental et du mode LP11 (selon les deux directions de polarisation) en fonction du rayon de courbure de la fibre. (b) Démonstration expérimentale de la sensibilité aux conditions d'injection de la fibre pour des diamètres de courbure de l'entrée de la fibre de 40 et 14 cm. Le profil spatial en sortie est présenté pour des valeurs de décentrements compris entre 0 et 10 μm (Issues de [72]).

Fibre du laboratoire Russe du FORC

Les fibres effilées développées par le laboratoire Russe du FORC semblent représenter actuellement la solution la plus en accord avec notre cahier des charges. Le profil longitudinal typique de ces fibres, leur section transverse ainsi que le profil spatial de sortie sont présentés Figure II-15. D'une longueur inférieure à 3 m (2,1 m dans la fibre présentée ici), ces fibres présentent un ratio d'environ 5 entre leurs diamètres de sortie et d'entrée (diamètre de cœur passant de ~10 µm à ~45 µm). Ainsi, nous pourrons jouir à la fois d'une facilité d'intégration accrue (MFD d'entrée proche de 10 µm) et d'une large aire effective de sortie (MFD~25 µm ici⁸¹) nécessaire pour la minimisation des effets non linéaires. En la matière, le potentiel de ces fibres a d'ores-et-déjà été démontré par la réalisation d'un système délivrant des impulsions de 5 ps et 0,5 MW crête (3,5 µJ) [73]. En plus de ces caractéristiques, les barreaux de contraintes (visibles Figure II-15 (a)) assurent le maintien de la polarisation du faisceau garantissant un PER supérieur à 20 dB. L'ouverture numérique de la fibre (inférieure à 0,1) permet quant à elle d'assurer le caractère monomode de l'entrée de la fibre et minimise les pertes par courbure. Le faisceau de sortie présente un profil d'intensité gaussien (Figure II-15 (b)) proche de la limite de diffraction (M² < 1,2).



Figure II-15 : Profil longitudinal typique des fibres effilées fabriquées par la FORC. (a) Image de la section transverse de la fibre. (b) Profil spatial typique obtenu en sortie de fibre (Issue de [73]).

Fort de la connaissance de leurs caractéristiques, nous nous sommes naturellement orientés vers l'utilisation de ces fibres pour la réalisation du dernier étage d'amplification du système laser que nous avons développé. Celui-ci est présenté dans la section suivante. Nous verrons ainsi que les performances obtenues grâce à l'utilisation de ces fibres effilées sont prometteuses et confirment le potentiel de ce type de solutions pour l'amplification d'impulsions type LMJ dans la gamme du millijoule.

⁸¹ Nous testerons dans la section suivante une fibre équivalente, également fabriquée par le FORC, mais de MFD en sortie de l'ordre de 32 μm.

2 Amplification de forte énergie d'impulsions type LMJ dans les fibres effilées

Nous présentons dans cette partie le système laser développé pendant la thèse ainsi que les performances obtenues. Nous commencerons par présenter l'architecture de la source utilisée en soulignant les différences avec la source LMJ introduite dans le premier chapitre. Les caractéristiques des impulsions en sortie de ce premier étage seront présentées. Elles serviront de données d'entrées pour les étages d'amplification de forte énergie à développer. L'architecture de ces étages sera alors présentée dans un deuxième temps. Les performances obtenues avec une première fibre effilée de 25 µm de MFD de sortie seront présentées. La limitation Brillouin sera alors clairement mise en évidence et quantifiée. Nous nous orienterons alors vers l'utilisation d'une seconde fibre effilée de 32 µm de MFD. Nous conclurons alors sur les performances obtenues avec ces fibres à l'état de l'art. Pour ce faire, nous les comparerons à celles obtenues et publiées récemment [74] sur la réalisation d'un système équivalent. Nous soulignerons alors le potentiel et la pertinence des fibres effilées pour notre application d'amplification fibrée dans un contexte de grande installation laser et conclurons par les perspectives de montée en énergie de notre système liées aux évolutions des fibres effilées disponibles.

2.1 Architecture de la source type LMJ utilisée

Afin de travailler au laboratoire avec des impulsions équivalentes à celles délivrées par la source sur l'installation LMJ, le système présenté Figure II-16 a été mis en œuvre. Ce système est composé des mêmes éléments que ceux introduits dans le chapitre 1 (dans la description des organes principaux de la source actuelle du LMJ) **HORMIS** l'absence de la modulation de phase à 14,25 GHz liée à la fonction de lissage de la tache focale⁸². L'explication d'une telle modification est justifiée par les deux arguments suivants :

- La possibilité, sur le LMJ, de désactiver cette modulation.
- La difficulté de caractériser complétement les impulsions soumises aux deux modulations de phase (200 GHz de largeur de bande pour les modulations d'amplitude issues du phénomène de conversion FM/AM).

Par ce choix, nous nous assurons que la limitation Brillouin déterminée sera bien la plus restrictive (l'utilisation de la modulation lissage engendre une augmentation du seuil Brillouin liée à l'étalement du spectre sur une bande de 200 GHz (~35 GHz sans)). L'utilisation de la seule modulation de phase anti-Brillouin nous permet également, d'un point de vue de la conversion FM/AM, de caractériser totalement nos impulsions avec des mesures temporelles (fréquence maximale des modulations d'amplitudes liées au phénomène de conversion FM/AM inférieure à 40 GHz pour une bande passante de mesure de 55 GHz⁸³). Il est à noter que ce type de mesures n'a pas été réalisé lors des deux thèses précédentes [8,9]. Dans celles-ci, les impulsions étaient volontairement analysées avec un système de faible bande passante (< 2 GHz) afin de mener des études prospectives et des validations de concept par parties sans se soucier, dans un premier temps, du phénomène de conversion FM/AM délicat à minimiser. Dans notre cas, ces mesures nous permettent de converger un peu plus vers le cahier des charges

⁸² Un amplificateur intermédiaire a également été enlevé mais cela ne change pas le niveau d'énergie en sortie de cette source (~1 nJ/impulsion).

⁸³ Association d'une photodiode et d'un oscilloscope de bandes passantes respectives de 55 et 70 GHz.

total lié à notre application. Pour aller encore plus loin et afin de vérifier, sans aucune réserve, la compatibilité du système développé avec le cahier des charges (en termes de conversion FM/AM), il s'avérera toutefois essentiel d'ajouter la modulation de phase liée au lissage. Dans ce cas en revanche, des mesures temporelles ne seront plus suffisantes (bande passante de mesure trop faible). Des mesures spectrales de fonction de transfert devront (entre autres) être réalisées. Il s'agira là d'un sujet vaste et complexe, une étude à part entière !



Figure II-16 : Source de base utilisée pour l'injection des étages d'amplification forte énergie. (DFB) pour l'anglais Distributed Feedback Laser. (YDFA) pour l'anglais Ytterbium-doped Fiber Amplifier. (MAO) pour Modulateur acousto-optique. (MP) pour Modulateur de Phase. (ISO) pour ISOlateur. (FO) pour Filtre Optique. (MEO) pour Modulateur Electro-Optique et (99 :1) désigne un coupleur fibré présentant une transmission de 99 % sur la voie principale et de 1 % sur la voie de prélèvement.

Ainsi, hormis cette différence, ce système nous permet effectivement de travailler avec des impulsions équivalentes à celles délivrées par la source actuelle du LMJ. Leurs caractéristiques sont illustrées Figure II-17. Pour rappel, le système de mise en forme temporelle (MFT) utilisé permet de sculpter la forme temporelle désirée sur un intervalle temporel compris entre 700 ps et 25 ns avec un pas de 125 ps. L'exemple présenté ici est arbitraire mais représentatif des formes utilisées pour l'ensemble des expériences réalisées pendant la thèse. Ce type de forme temporelle permet en effet de pré-compenser les distorsions issues du phénomène de saturation du gain [75] afin d'obtenir une impulsion carrée en sortie du système⁸⁴. Comme attendue, cette forme temporelle ne présente pas de modulations d'amplitude caractéristiques du phénomène de conversion FM/AM. Cela est confirmé par le spectre électrique (Figure II-17 (b)) qui ne fait apparaitre aucune composante à des harmoniques du 2 GHz utilisé pour la modulation de phase.

⁸⁴ L'obtention d'une impulsion de forme temporelle carrée en sortie du système a ainsi fait l'objet, <u>pour chaque</u> <u>expérience</u>, d'une optimisation (manuelle et donc parfois très longue !) de la forme temporelle délivrée par la MFT.



Figure II-17 : Illustration des caractéristiques temporelles et spectrales en sortie de la source utilisée au laboratoire et présentée schématiquement Figure II-16. (a) Forme temporelle arbitraire. (b) Spectre électrique associé. (c) Spectre optique. Nous pouvons distinguer le pic étroit lié au signal et le fond continu correspondant à l'ASE. (d) Zoom sur le spectre de raies du signal.

D'un point de vue spectral, nous distinguons clairement Figure II-17 (c) le pic étroit correspondant au signal impulsionnel à 1053 nm et le fond continu d'ASE (rapport cyclique⁸⁵ compris entre 40 et 60 dB). L'encart fait apparaître le spectre en échelle linéaire du signal. Cette mesure est toutefois limitée par la résolution de l'analyseur de spectre optique utilisé (200 pm). L'utilisation d'un spectromètre de type Fabry-Pérot permet de résoudre le spectre de raies du signal. Celui-ci est présenté Figure II-17 (d). La dissymétrie du spectre mesuré est expliquée par (1) l'utilisation d'un interféromètre de type Fabry-Pérot dans une configuration d'interférence de type « anneaux »⁸⁶ et (2) par un faible échantillonnage en comparaison de la largeur des raies⁸⁷. Cette mesure permet toutefois de vérifier la présence de raies distantes de 2 GHz et de confirmer que le spectre possède bien une largeur totale inférieure à 40 GHz⁸⁸. En sortie de cette source, la fréquence de répétition est fixée à plusieurs kilohertz (valeur précisée dans la suite pour chaque expérience) et les impulsions possèdent une énergie dans la gamme du nanojoule. Celles-ci sont alors injectées dans les différents systèmes d'amplification de forte énergie développés pendant la thèse et présentés ci-dessous.

⁸⁵ Rapport entre la période du signal et la durée des impulsions.

⁸⁶ À puissance égale, un anneau de plus grand diamètre résulte en une densité de puissance plus faible.

⁸⁷ Intervalle de 0,5 GHz. À titre d'exemple, des impulsions de 10 ns donnent une largeur de raies de l'ordre de 0,1 GHz (limite de Fourier).

⁸⁸ Bien qu'il soit théoriquement possible de voir l'impact d'une fonction de transfert en amplitude sur le spectre de raies, celui-ci ne sera présenté que rarement du fait de cette dissymétrie et du faible échantillonnage.

2.2 Architecture des étages d'amplification forte énergie

Le régime dans lequel nous travaillons (impulsions nanosecondes et fréquence de répétition de quelques kilohertz) est particulièrement propice à l'apparition de l'ASE qui dégrade le contraste des impulsions et diminue le gain disponible pour le signal. Ainsi, afin de réduire son impact, le développement d'une architecture de type MOPA (pour l'anglais *Master Oscillator Power Amplifier*) a été privilégié. Celle-ci permet en effet de filtrer une partie de l'ASE entre les différents étages d'amplification. Afin d'atteindre la gamme du millijoule par impulsion, deux étages d'amplification ont donc été ajouté en aval de la source. Leur description est présentée ci-dessous.

2.2.1 Préamplificateur dans la gamme microjoule

Le passage d'une énergie par impulsion de 1 nJ à 1 mJ (visée) représente un gain de 60 dB. Le premier étage est développé afin d'obtenir un facteur de gain de 30 dB et des impulsions dans la gamme du microjoule. Son architecture est présentée Figure II-18. Il s'agit d'un système entièrement fibré (fibres de 10 μ m de MFD). Les passages d'un composant à un autre sont assurés par des soudures. Des connecteurs sont placés en entrée et la sortie de cet étage permettant de le relier à la source et à l'amplificateur en aval par des jarretières de fibres passives.



Figure II-18 : Schéma de l'architecture du préamplificateur. La fibre utilisée pour l'amplification apparait en vert. (ISO HP) pour ISOlateur Haute Puissance. (FO) pour Filtre Optique. (99 :1) désigne un coupleur fibré 4 ports présentant une transmission de 99 % sur les voies principales et de 1 % sur les voies utilisées pour les diagnostics.

L'amplification y est réalisée dans un tronçon de 3,8 m de fibre dopée ytterbium PLMA-YDF-10/125-VIII de la société Nufern® [76]. Celle-ci présente un MFD de l'ordre de 10 μ m et une ouverture numérique de 0,075 permettant de garantir un comportement monomode. Le maintien de la polarisation linéaire du faisceau est assuré par des barreaux de contraintes placés de part et d'autre du cœur. Il en résulte une biréfringence de 3.10⁻⁴ garante de l'obtention d'un PER élevé en sortie. La fibre est pompée (schéma de pompage co-propagatif) à l'aide d'une diode laser émettant un signal continu de largeur spectrale de quelques nanomètres centré à 976 nm. La pompe est couplée dans la gaine optique de la fibre dopée (double gaine) grâce à un combineur de pompe de 10 μ m de diamètre de cœur et de 105 μ m de diamètre de gaine (105/125 ON=0,15). La diode est isolée des retours à l'aide d'un filtre spectral centré à 976 nm. En sortie de la fibre dopée, un isolateur haute puissance (seuil de dommage en puissance crête de 10 kW) permet d'isoler cet étage (~25 dB d'extinction) du dernier amplificateur placé en aval. Un coupleur 99 :1 à 4 ports permet (1) de visualiser la forme temporelle en sortie de cet étage et (2) de contrôler en temps réel les retours optiques issus du dernier étage d'amplification. Enfin, un filtre spectral de 1 nm de largeur à mi-hauteur permet d'éliminer une part importante de l'ASE générée dans l'amplificateur. Pour donner quelques ordres de grandeur, il est possible d'obtenir en sortie de ce système des impulsions carrées de 10 ns, d'environ 5 μ J d'énergie à une fréquence de répétition de 10 kHz. Bien sûr, le passage à des durées d'impulsions inférieures ou le recours à des formes temporelles utilisées pour pré-compenser la forte saturation de l'amplificateur de puissance (exemple de la Figure II-17 (a)) réduisent l'énergie extraite de cet étage. Dans ces conditions, celle-ci est alors inférieure à l'énergie de saturation de la fibre et les distorsions temporelles sont négligeables. Cela est illustré Figure II-19. Cette figure présente les caractéristiques des impulsions de la Figure II-17 après amplification dans le préamplificateur. À une fréquence de 5 kHz, l'énergie obtenue est de 1,5 μ J par impulsion. Comme attendue, l'effet de la saturation par le gain sur la forme de l'impulsion est clairement négligeable ici (comparaison avec la forme temporelle présentée Figure II-17 (a)). Le spectre électrique de l'impulsion confirme également que cet étage ne génère pas de conversion FM/AM sortant du bruit de notre système de mesure. Enfin, le spectre laisse clairement apparaitre le pic étroit du signal à 1053 nm et le filtrage de l'ASE.



Figure II-19 : Illustration des caractéristiques temporelles et spectrales du signal après le passage des impulsions présentées Figure II-17 dans le préamplificateur. (a) Forme temporelle. (b) Spectre électrique associé. (c) Spectre optique. Nous pouvons distinguer le pic étroit lié au signal et l'ASE.

À la sortie du préamplificateur, le signal est transporté dans une jarretière (« connectorisée ») de fibre passive de $10 \,\mu m$ de MFD vers le dernier étage du système : l'amplificateur de puissance. Celui-ci est décrit ci-dessous.

2.2.2 Étage d'amplification de puissance

Il s'agit du dernier étage du système développé. L'objectif est d'obtenir en sortie une énergie par impulsion de plusieurs centaines de microjoules voire de 1 millijoule. Afin d'assurer un stockage d'énergie suffisant et la minimisation des effets non linéaires, l'amplification est réalisée dans la fibre effilée fabriquée par le laboratoire Russe du FORC et introduite section 1.2.2. Les caractéristiques de cette fibre sont présentées plus en détails ci-dessous. Il est également bon de souligner que trois fibres équivalentes ont été caractérisées et intégrées dans le système laser. Les performances obtenues sont semblables pour les trois fibres. Ainsi, nous présentons dans la suite les résultats obtenu grâce à l'une d'entre-elles.

2.2.2.1 Caractéristiques de la fibre utilisée

Le profil longitudinal de la fibre, sa section transverse et le champ proche obtenu en sortie sont présentés Figure II-20. La fibre mesure 2,6 m. Elle présente un diamètre de cœur de 10 μ m à l'entrée (à droite) et de 43 μ m en sortie (ratio ~4,5). Le MFD du mode fondamental varie ainsi de 8,7 à 25 μ m. Les barreaux de contraintes permettent l'obtention d'un PER de l'ordre de 25 dB (mesuré par le fabricant). La pompe est guidée dans la gaine dont le diamètre varie de 72 à 323 μ m. Son guidage est assuré par un anneau de silice dopée au fluor (ouverture numérique égale à 0,28). Le cœur de la fibre est fortement dopée ytterbium et l'absorption gaine de la fibre est de 23 dB/m à 976 nm. La fiche de spécification mentionne également une très bonne résistance de cette fibre par rapport au phénomène de photo-noircissement. Il s'agit également d'une caractéristique intéressante pour nous en raison du faible rapport cyclique de notre signal.



Figure II-20 : (a) Profil longitudinal et section transverse de la fibre effilée utilisée. Attention, la fibre sera intégrée de manière à ce que le signal se propage dans le sens de l'accroissement du diamètre. Ici, de droite à gauche ! (b) Profil spatial obtenu en sortie.

Le profil spatial obtenu en sortie de la fibre laisse clairement apparaitre un profil d'intensité gaussien. Un autre signe encourageant a été obtenue en mesurant le M² du faisceau (Figure II-21 (a)). Celui est inférieur à 1,1 et prouve que le faisceau délivré par la fibre est proche de la limite de diffraction (M²=1). Afin de mesurer le contenu modal de la fibre, une mesure de S² a été réalisée (cette mesure n'a pas été réalisée en régime d'amplification !). Le résultat est présenté Figure II-21 (b). Il apparait clairement qu'aucun mode d'ordre supérieur n'a pu être détecté avec notre banc de mesure. Ainsi, l'ensemble des caractéristiques de la fibre est en accord avec le cahier des charges présenté dans le premier chapitre. Nous présentons ci-dessous l'architecture laser (amplificateur) développée autour de cette fibre.

90



Figure II-21 : (a) Mesure du paramètre M² du faisceau issu de la fibre effilée présentée Figure II-20. Cette mesure a été réalisée avec une caméra de type Win-Cam (b) Mesure du contenu modal de la fibre par la méthode du S². Aucun HOM n'a été détecté (les composantes temporelles situées entre 15 et 20 ps sont liées au bruit d'intensité du laser). Pour cette mesure, le signal se propage de l'entrée de faible diamètre vers la sortie de grand diamètre. La fibre est positionnée avec un tronçon rectiligne de 15 cm en entrée, 1,5 tours de 20 cm de rayon suivis d'un tronçon rectiligne de 40 cm.

2.2.2.2 Architecture réalisée

Le but de ce dernier étage est d'atteindre une énergie par impulsion dans la gamme du millijoule. L'architecture réalisée est présentée Figure II-22.



Figure II-22 : Schéma de l'architecture de l'amplificateur de puissance. La fibre utilisée pour l'amplification apparait en vert. La pompe est transportée depuis la diode jusqu'à la fibre dopée à l'aide de lentilles et de miroirs dichroïques. (ISO HP) pour ISOlateur Haute Puissance.

Un isolateur haute puissance (seuil de dommage en puissance crête de 10 kW) est placé en entrée afin de protéger les étages situés en amont. La fibre effilée présentée ci-dessus est pompée de manière contra-propagative. Le signal issu de la diode est couplé dans la gaine de la fibre au moyen de lentilles et de miroirs dichroïques. La largeur spectrale de la pompe est de l'ordre de trois nanomètres et est centrée à la longueur d'onde de 976 nm. Enfin, un morceau de fibre multimode de 1,5 mm est soudé en sortie de la fibre effilée. Celui-ci est utilisé pour utiliser la divergence naturelle du faisceau et diminuer la fluence sur la face de sortie afin de rester sous le seuil de dommage. Ce seuil en intensité est de l'ordre de 4,1 kW/µm² [77] (soit une puissance crête de l'ordre de 2 MW pour notre fibre de 25 µm de MFD). En pratique, sa valeur est souvent bien inférieure en raison des défauts de la qualité de surface en sortie de fibre. La Figure II-23 (a) présente un tableau récapitulatif des seuils de dommages mesurés pour certaines fibres de la société NKT Photonics® sur lesquelles des systèmes de type « end-cap » ont été ajoutés [77]. À la vue des ordres de grandeurs présentés et des puissances crêtes que l'on souhaite atteindre (> 100 kW), le recours à un tel système est impératif sous peine d'obtenir des dommages équivalents à ceux présentés Figure II-23 (b) et (c). Pour terminer, l'embout est clivé avec un angle de 7° afin de réduire au maximum la réinjection d'une partie du signal dans la fibre issue de la réflexion de Fresnel.

Remarque sur le choix d'un pompage contra-propagatif :

La raison principale est la trop faible étendue géométrique de la gaine de la fibre (côté entrée du signal) qui la rend incompatible de l'utilisation des combineurs de pompe disponibles⁸⁹. Pour être honnête, il s'agit là d'une légère entorse à notre volonté de réaliser un système entièrement fibré. Toutefois, avec un diamètre de gaine supérieur à 300 μ m et une ouverture numérique de 0,28, la criticité de l'alignement de la pompe est bien plus faible que celle qui pourrait être liée à l'injection en espace libre du signal dans le cœur. Le diamètre de ce dernier est en effet d'un ordre de grandeur inférieur à celui de la gaine et l'ouverture numérique inférieure à 0,1. La stabilité du système développé reste donc en accord avec notre cahier des charges. De plus, cette stratégie permet également de minimiser les effets non linéaires en créant une inversion de population (et donc un gain) plus importante en sortie de fibre diminuant ainsi la longueur effective d'interaction.

Product	SC-5.0-1040	DC-200/40-PZ-Yb	DC-200/40-PZ-Yb	DC-200/85-Yb- ROD	femtoWHITE 800
Facet quality	Collapsed and cleaved	Polished end-cap	Collapsed and polished	Collapsed and polished	Collapsed and polished
MFD	4 µm	29 µm	29 µm	60 µm	1.6 μm
Spot size	30 µm	30 µm	30 µm	60 μm	20 µm
Wavelength	1064 nm	1064 nm	1064 nm	1064 nm	800 nm
Pulse length	1.2 ns	10 ns	1 ns	10 ns	~100 fs
Facet	Input	Output	Output	Output	Input
Measured damage threshold	15 μJ	1.2 mJ	~1 mJ	3-4 mJ	~10 nJ

(a)



Figure II-23 : (a) Tableau de synthèse des différents seuils de dommages mesurés pour les principales fibres dopées ytterbium de la société NKT Photonics®. De par le MFD (29 μm) et la durée des impulsions (10 ns) considérés, les données de la deuxième colonne (fibre DC-200/40-PZ-Yb) sont particulièrement intéressantes.
(b) Vue de profil d'un dommage en sortie de fibre. (c) Vue de face d'un dommage en sortie de fibre (issues de [77]).

⁸⁹ L'étendue géométrique de la gaine de la fibre (du faisceau qui en est issu) est notée G. Elle est définie telle que $G = \pi . A. ON^2$ avec A l'aire de le gaine et ON son ouverture numérique. Ainsi, la gaine de la fibre effilée présente en entrée un diamètre de 72 µm et une ouverture numérique égale à 0,28. En face, les combineurs de pompe disponibles possèdent une gaine optique de 105 µm de diamètre et une ouverture numérique égale à 0,46. Leur soudure directe sur la fibre engendrerait trop de pertes pour la pompe.

2.3 Performances obtenues

Le schéma du système complet (source + préamplificateur + amplificateur de puissance) est présenté Figure II-24.



LMJ.

Nous présentons ci-dessous des caractérisations temporelles, spectrales et spatiales mesurées en sortie des différents étages de ce système. Pour rappel, afin d'être en capacité de caractériser complétement les modulations d'amplitudes issues du phénomène de conversion FM/AM, un système de mesure possédant une bande passante supérieure à la largeur totale du spectre de raies (< 40 GHz) a été utilisé⁹⁰. D'un point de vue spectral, un analyseur de spectre optique (OSA pour l'anglais Optical Spectrum Analyzer) nous permettra de mesurer le spectre de notre signal sur une plage importante afin de détecter et de quantifier l'apparition de nouvelles fréquences issues d'effet non linéaires délétères. Les mesures du profil spatial du faisceau seront effectuées avec une caméra qui permet également de réaliser des mesures du paramètre M² du faisceau⁹¹. Le prélèvement (pour diagnostics) du signal a été réalisé de manière entièrement fibrée en sortie de la source. Pour les deux étages d'amplification placés en aval, le prélèvement d'une partie du faisceau est réalisé en plaçant une fibre optique directement dans le faisceau de sortie. Pour les mesures temporelles, une fibre non PM, monomode et de 6 µm de MFD a été utilisée. L'utilisation d'un atténuateur non PM permet d'adapter la puissance sur la photodiode. Pour les mesures spectrales, une fibre multimode a été mise en œuvre afin d'augmenter la puissance sur l'OSA et permettre de détecter des composantes spectrales de faible amplitude. Les résultats des mesures réalisées sont présentés ci-dessous.

2.3.1 Extraction d'impulsions de forte énergie

Nous présentons dans un premier temps les résultats d'amplification d'impulsions de 3 et 10 ns. La fréquence de répétition du signal a été fixée à 5 kHz. Les impulsions en sortie de la source et du préamplificateur possèdent des caractéristiques équivalentes à celles présentées respectivement Figure II-17 et Figure II-19. L'énergie des impulsions en sortie du préamplificateur est de 0,65 μ J à 3 ns et 1,5 μ J à 10 ns. L'évolution de l'énergie par impulsion

⁹⁰ Association d'une photodiode et d'un oscilloscope de bandes passantes respectives de 55 et 70 GHz.

⁹¹ Caméra de type Win-Cam®.

en fonction de la <u>puissance émise par la pompe⁹²</u> dans le dernier étage d'amplification est présentée Figure II-25.



Figure II-25 : Évolution de l'énergie par impulsion en sortie du système laser complet en fonction de la puissance émise par la pompe dans le dernier étage d'amplification. Des impulsions de 3 et 10 ns ont été considérées et la fréquence de répétition a été fixée à 5 kHz.

Nous constatons que, dans ce régime, l'énergie pouvant être extraite dépasse les 500 µJ pour les deux durées d'impulsions considérées. Les caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions en sortie de l'amplificateur de puissance sont présentées Figure II-26 et Figure II-27 pour trois valeurs différentes de puissance de pompe. Une première remarque positive peut être faite en constatant que l'utilisation du système de mise en forme temporelle permet effectivement la pré-compensation de la saturation par le gain et l'obtention d'impulsions carrées à forte énergie. Le deuxième point extrêmement satisfaisant concerne le phénomène de conversion FM/AM. Nous constatons en effet en analysant la forme temporelle et le spectre électrique des impulsions que l'ensemble du système ne génère pas de conversion FM/AM d'un niveau supérieur à notre bruit de mesure⁹³. Il s'agit là d'un résultat très positif qui valide l'architecture réalisée et les composants utilisés. La fibre effilée intégrée dans l'amplificateur de puissance, composant critique de notre système, semble donc bien respecter le cahier des charges établi⁹⁴. Ces résultats sont également à souligner puisqu'ils marquent une étape supplémentaire vers l'obtention d'un système laser fibré de forte énergie répondant au cahier des charges d'une installation laser de puissance telles que le LMJ.

⁹² Il s'agit directement de la puissance émise par la diode et non pas de la puissance de pompe couplée dans la fibre ou encore de la puissance absorbée par la fibre.

 $^{^{93}}$ La conversion FM/AM générée par le système de prélèvement utilisé pour la mesure est également critique. Ainsi, les harmoniques du 2 GHz de faible amplitude (< -40 dB) observées dans le spectre électrique des impulsions de 10 ns et 700 µJ peuvent être issues du système de prélèvement optique. Il serait alors nécessaire de réaliser un véritable banc de métrologie pour s'en prémunir. Ce travail n'a pas été fait, il constitue une étude à part entière.

⁹⁴ Nous rappelons toutefois que l'utilisation de ce type de solution sur une installation de puissance telle que le LMJ restera conditionnée à une validation expérimentale en présence de la modulation liée au lissage, plus sensible au phénomène de conversion FM/AM.



6 W de pompe : 3,9 µJ par impulsion





31 W de pompe : 530 µJ par impulsion

Figure II-26 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions de 3 ns en sortie de l'amplificateur de puissance. Ces caractéristiques sont présentées pour trois valeurs différentes de puissance de pompe. Pour chaque spectre, nous avons représenté en encart le spectre du signal en échelle linéaire en sortie du système (courbe noire) et en sortie de la source (courbe verte). Cette représentation permet de visualiser l'élargissement spectral issu de l'effet Kerr.



12 W de pompe : 100 µJ par impulsion





32 W de pompe : 700 μ J par impulsion

Figure II-27 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions de 10 ns en sortie de l'amplificateur de puissance. Ces caractéristiques sont présentées pour trois valeurs différentes de puissance de pompe. Pour chaque spectre, nous avons représenté en encart le spectre du signal en échelle linéaire en sortie du système (courbe noire) et en sortie de la source (courbe verte). Cette représentation permet de visualiser l'élargissement spectral issu de l'effet Kerr.

D'un point de vue spectral, aucun signe de génération de nouvelles fréquences n'est visible sur l'ensemble des spectres enregistrés. Cela permet de confirmer l'absence d'effets non linéaires de type diffusion Raman stimulée ou mélange à quatre ondes malgré des valeurs de puissances crêtes pouvant atteindre 0,2 MW (3 ns et 530 µJ) dans une fibre de 25 µm de MFD $(I \sim 400 \text{ W}/\mu\text{m}^2 = 400 \text{ TW}/\text{m}^2)$. Ainsi, seul le pic étroit correspondant au signal à 1053 nm et le continuum correspondant à l'ASE sont visibles. Pour chaque spectre, nous avons également tracé en échelle linéaire le spectre du signal en sortie du système sur lequel nous avons superposé celui issu de la source. Une représentation sur l'intervalle 1050-1056 nm permet ainsi d'observer l'élargissement spectral du signal lié à la phase non linéaire accumulée dans les deux derniers étages d'amplification. Nous constatons alors clairement l'élargissement du spectre du signal à mesure que l'énergie (la puissance crête) des impulsions augmente. Pour nombre d'applications, un tel élargissement ne poserait pas de problèmes particuliers. En revanche, dans le cadre d'une source laser destinée à l'injection d'installations laser de puissance, cet élargissement, signe de la déformation du spectre de raies initial, semble bien trop important. Il faut alors considérer l'utilisation de cette source à plus faible énergie. Un autre argument nous incite également à nous orienter vers l'utilisation de ce système dans une gamme d'énergie moins élevée. En effet, lors de l'amplification de forte énergie de nos impulsions, nous avons constaté sur le coupleur 99 :1 placé en sortie du préamplificateur l'apparition d'un signal issu de l'amplificateur de puissance et se propageant en direction des systèmes placés en amont. Un enregistrement expérimental sur lequel apparait ce retour est visible Figure II-28.



Figure II-28 : Trace expérimentale sur laquelle est visible le signal contra-propagatif (courbe bleu) enregistré sur le diagnostic placé en sortie du préamplificateur (coupleur 4 ports 99 :1). Sont également visibles la forme temporelle en sortie de la source, du préamplificateur et de l'amplificateur de puissance. Cette acquisition est réalisée grâce à un système de 3,5 GHz de bande passante et pour des impulsions de 10 ns et 700 µJ.

L'apparition de ce signal (le moment auquel nous sommes en capacité de le détecter) coïncide avec les points d'inflexions des deux courbes aux alentours des 28 W de pompe sur la Figure II-25 (saturation de l'amplification). Ainsi, la détection d'un signal se propageant de manière contra-propagative dans le système, présentant un comportement à seuil et une augmentation très rapide (exponentielle) de son amplitude au-dessus du seuil nous oriente vers le phénomène de diffusion Brillouin stimulée (SBS) introduit dans le premier chapitre. Comme indiqué précédemment, la perte de pureté spectrale et le bruit d'intensité qu'il engendre ne sont pas compatibles de notre application. De même, la maîtrise de la forme temporelle de sortie devient très compliquée en raison (1) de la forte saturation du gain et (2) du bruit d'intensité. Cette difficulté est illustrée Figure II-29.



Figure II-29 : Illustration de l'évolution de la forme temporelle des impulsions de 3 ns au-dessus du point d'inflexion de la courbe présentée Figure II-25. (a) Puissance de pompe de 37 W et 570 µJ par impulsion. (b) Puissance de pompe de 39 W et 590 µJ par impulsion. Nous constatons un comportement atypique signe de la dynamique complexe en jeu. Il en résulte une très grande difficulté de maitrise de la forme temporelle de sortie pour ces valeurs d'énergie.

Nous observons une évolution atypique de la forme temporelle (l'arrière de l'impulsion semble plus amplifiée que l'avant de l'impulsion) en contradiction avec les distorsions issues du phénomène de saturation par le gain. Ce comportement est le signe d'une dynamique complexe (compétition notamment entre la saturation du gain et la diffusion Brillouin) qui résulte en une grande difficulté de maitrise de la forme temporelle.

Ainsi, nous déterminons dans la section suivante l'énergie maximale qu'il est possible d'extraire de notre système en restant sous le seuil Brillouin. Nous verrons alors que cette réduction de la puissance crête de sortie nous permettra également de limiter l'élargissement spectral liée à l'effet Kerr. Il s'agira alors d'un régime de fonctionnement plus en accord avec notre cahier des charges.

Remarque sur le choix de la fréquence de répétition :

Avant d'effectuer l'étude mentionnée ci-dessus, nous avons regardé l'influence de la fréquence de répétition utilisée sur le niveau d'ASE dans le spectre. De manière générale, il est important de limiter la puissance de l'ASE dans nos systèmes puisque celle-ci diminue le contraste des impulsions et le gain disponible pour le signal. Nous avons ainsi enregistré le spectre en sortie du système pour des impulsions de 10 ns, 600 µJ et pour des fréquences de répétition de 1, 5 et 10 kHz. Ces courbes sont présentées Figure II-30.



Figure II-30 : Spectre optique enregistré en sortie du système pour des impulsions de 10 ns et 600 µJ. Les trois courbes correspondent respectivement à une fréquence de répétition de 1, 5 et 10 kHz.

À partir de ces spectres, nous avons calculé la proportion de puissance située hors d'un filtre spectrale de 1 nm centré à 1053 nm. Nous avons ainsi trouvé que la puissance de l'ASE représente 79%, 55% et 38% de la puissance totale pour des fréquences de répétition respective de 1, 5 et 10 kHz. Ainsi, à mesure que la fréquence de répétition est augmentée, la puissance d'ASE diminue. Il s'agit d'un comportement attendu puisque l'ASE est générée principalement entre les impulsions. De ce point de vue, il s'avère alors plus judicieux d'utiliser une fréquence de répétition de 10 kHz. Toutefois, 40 W de pompe sont nécessaires pour atteindre cette énergie à 10 kHz. Pour obtenir la même énergie seulement 28 W sont nécessaire à 5 kHz et 24 W à 1 kHz. Ainsi, en raison de la faible efficacité optique-optique du dernier étage d'amplification (sur laquelle nous reviendrons en conclusion) nous avons fait un compromis entre puissance d'ASE et puissance de pompe et avons fixé à 5 kHz la fréquence de répétition pour l'ensemble des expériences présentées dans la suite.

2.3.2 Détermination expérimentale de la limitation Brillouin du système laser

Comme indiqué ci-dessus, il est inenvisageable d'utiliser le système développé dans une gamme d'énergie/puissance crête supérieure au seuil de la diffusion Brillouin stimulée. Or, pour cet effet, la valeur du seuil devient très dépendante de la durée des impulsions lorsque cette dernière est du même ordre de grandeur que le temps de vie des phonons acoustiques (quelques nanosecondes)⁹⁵. Ainsi, nous avons déterminé expérimentalement le seuil de la SBS pour des impulsions dont la durée est comprise entre 2 et 10 ns.

Le critère qui a été choisi pour définir le seuil est très empirique. Il s'agit de mesurer la puissance crête de l'impulsion pour laquelle le signal retour devient visible sur le diagnostic contra-propagatif du préamplificateur. Cette valeur est alors très dépendante du système développé (des pertes subies par le signal rétrodiffusé et notamment de la performance de l'isolateur haute puissance situé en entrée du dernier étage) mais également de la sensibilité de la photodiode utilisée. Il faut également préciser que le choix de la forme temporelle est très important. En effet, il est nécessaire d'obtenir, au seuil, une impulsion de profil carrée. Pour ce type de profil, la durée de l'impulsion d'un point de vue de l'effet Brillouin est définie sans ambiguïté à la différence d'une impulsion très piquée. La recherche (manuelle) de cette forme temporelle permettant d'obtenir un profil carré au seuil Brillouin représente un travail assez long que nous avons réalisé pour les cinq durées d'impulsion considérés. Nous verrons que cette méthode pragmatique nous permet effectivement de déterminer une zone de fonctionnement pour lequel notre système laser délivre des impulsions dont les caractéristiques sont plus en accord avec le cahier des charges. La courbe expérimentale obtenue est présentée Figure II-31.



Figure II-31 : Évolution du seuil en puissance crête de la SBS dans notre système en fonction de la durée des impulsions. Les cinq points de mesures sont matérialisés par des marqueurs carrés (courbe expérimentale).

L'augmentation de la puissance crête seuil de la SBS lorsque la durée des impulsions diminue est très nette et suit la tendance attendue en $1/\tau$. L'énergie par impulsion correspondante est alors de l'ordre de 300 μ J quelle que soit la durée de l'impulsion. La zone de fonctionnement de notre système se trouve en dessous de la courbe⁹⁶.

⁹⁵ Une évolution de la puissance seuil en $\sim 1/\tau$ avec τ la durée des impulsions est souvent évoquée pour ce type d'impulsions.

⁹⁶ Comme indiqué précédemment, il s'agit de la limite en puissance crête pour une impulsion carrée au seuil. Pour une impulsion de même durée au pied mais présentant un profil fortement piqué, le seuil en puissance crête de la SBS sera plus élevé.



Figure II-32 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions en sortie de l'amplificateur de puissance au seuil Brillouin. Ces caractéristiques sont présentées de haut en bas pour des impulsions de 2, 3, 5, 7 et 10 ns. Les énergies de ces impulsions sont respectivement de 280, 306, 318, 352 et 377 µJ. Par soucis de lisibilité, les échelles utilisées sur les courbes de formes temporelles ne sont pas les mêmes. Pour chaque spectre, nous avons représenté en encart le spectre du signal en échelle linéaire en sortie du système (courbe noire) et en sortie de la source (courbe verte).

Les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions en sortie du système ont été enregistrées au seuil Brillouin. Celles-ci sont présentées Figure II-32. Nous constatons effectivement que ces impulsions présentent bien le profil carré recherché sans modulations d'amplitude sortant du bruit de mesure. Ce dernier point est confirmé par les spectres électriques présentés. D'un point de vue spectral, et fort logiquement, aucun signe de diffusion Raman ou de mélange à quatre ondes n'est observé. En revanche, le point très positif concerne l'élargissement spectral du signal par effet Kerr. Les comparaisons, en échelle linéaire, entre le spectre du signal en sortie de la source (courbe verte) et en sortie du système complet (courbe rouge) montrent clairement que l'élargissement spectral induit par la phase non linéaire accumulée dans les deux étages d'amplifications (préamplificateur et amplificateur de puissance) semble négligeables (voir les encarts situés dans les représentations du spectre optique Figure II-32).

Ainsi, en plus de définir le seuil Brillouin de notre système, la zone de fonctionnement délimitée par la courbe présentée Figure II-31 permet également de limiter l'augmentation de la largeur spectrale de notre signal liée à l'effet Kerr. En conclusion, dans ce régime de fonctionnement, les caractéristiques du système développé sont en accord avec un nombre important de points de notre cahier des charges. Il s'agit en effet d'un système entièrement fibré, délivrant des impulsions dont le niveau des modulations d'amplitudes reste sous le niveau de bruit du système de mesure⁹⁴ et dont les propriétés spectrales montrent clairement un niveau minimum d'effets non linéaires. Seul bémol, l'énergie obtenue en sortie du système est limitée aux alentours de 0,3 mJ en raison du phénomène de diffusion Brillouin stimulée. Afin d'augmenter cette énergie disponible, nous avons cherché à utiliser une fibre présentant un diamètre de mode supérieure à 25 µm. Celle-ci doit toutefois posséder des caractéristiques équivalentes à la fibre effilée utilisée dans le dernier étage d'amplification. Notamment, le comportement modal de la fibre et l'aspect maintien de polarisation doivent permettre de minimiser l'apparition de modulations d'amplitudes issues du phénomène de conversion FM/AM. Une seconde fibre également réalisée par le laboratoire Russe du FORC semble présenter des caractéristiques intéressantes [78]. Celles-ci sont présentées ci-dessous. Nous intégrerons alors une fibre de ce type en lieu et place de celle utilisée dans l'étage de puissance et nous quantifierons l'augmentation des performances issue de l'utilisation de ce nouveau composant clé.

2.4 Utilisation d'une fibre effilée de 32 μm de MFD dans le dernier étage d'amplification

Comme indiqué ci-dessus, les effets non-linéaires de type diffusion Brillouin stimulée et effet Kerr limitent l'énergie disponible en sortie du système développé (Figure II-24) aux alentours de 300 μ J par impulsion. Afin de repousser cette limitation, nous nous sommes orientés vers l'intégration, au sein de l'amplificateur de puissance, d'une fibre de 32 μ m de MFD. Des résultats d'amplification d'impulsions picosecondes avec une fibre équivalente ont été présentés cette année (2017) au congrès Photonics West et démontrent son potentiel pour la minimisation des effets non linéaires [78].

Nous présentons ci-dessous les caractéristiques de cette fibre et quantifierons dans un deuxième temps l'augmentation, rendue possible par l'utilisation de cette nouvelle fibre, de l'énergie/puissance crête disponible en sortie de notre système.

2.4.1 Caractéristiques de la fibre utilisée

Le profil longitudinal de la fibre, sa section transverse et le champ proche obtenu en sortie sont présentés Figure II-33.



Figure II-33 : (a) Profil longitudinal et section transverse de la fibre effilée utilisée. Attention, la fibre sera intégrée de manière à ce que le signal se propage dans le sens de l'accroissement du diamètre. Ici, de droite à gauche ! (b) Profil spatial obtenu en sortie.

La fibre mesure 2,6 m. Elle présente un diamètre de cœur de 10 µm à l'entrée (à droite !) et de 59 µm en sortie (ratio ~6). Le MFD du mode fondamental varie ainsi de 8,8 à 32 µm. Il faut toutefois noter qu'à la différence du profil de la première fibre effilée, présenté Figure II-20, celui de cette seconde fibre présente une évolution quasi-continu de son diamètre. En effet, dans le premier cas, le tronçon situé après la zone de transition (pente la plus forte) permettait un accroissement du diamètre de la fibre de l'ordre de 25 % sur 1,75 m (passage de 300 à 380 µm). Pour cette deuxième fibre, cet accroissement est de l'ordre de 65 % sur une distance équivalente (passage de 300 à 500 µm). Ainsi, bien que le MFD de sortie soit de 32 µm, nous pourrons tirer profit d'un MFD supérieur aux 25 µm précédent uniquement dans le dernier mètre de la fibre. Les barreaux de contraintes permettent l'obtention d'un PER de l'ordre de 15 dB (mesuré par le fabricant). Il s'agit là d'une valeur inférieure à celle de la fibre précédente (25 dB) et à celle exigée par notre cahier des charges (25 dB). La pompe est guidée dans la gaine dont le diamètre varie de 69 à 423 µm. Son guidage est assuré par un anneau de silice dopée au fluor (ouverture numérique égale à 0,28). La fibre est fortement dopée ytterbium et

l'absorption gaine de la fibre est de 23 dB/m à 976 nm (mesure constructeur). Le profil spatial obtenu en sortie de la fibre laisse clairement apparaître un profil d'intensité gaussien, signe encourageant pour l'obtention d'un comportement monomode. Afin de mesurer le contenu modal de la fibre, deux mesures de S² ont été réalisées. Les résultats sont présentés Figure II-34. Dans les deux cas, la fibre est placée sur un rayon de courbure de 20 cm. La longueur du tronçon disposé de manière rectiligne en fin de fibre (diamètre le plus large) est différente dans les deux cas. Les mesures (a) et (b) correspondent ainsi respectivement à des longueurs de tronçons rectilignes de 40 et 75 cm. Dans les deux cas, et à la différence de la mesure de S² présentée pour la première fibre effilée (Figure II-21 (b)), un mode d'ordre supérieur de type LP11 a été détecté. Nous constatons toutefois (1) qu'il possède dans le cas le plus défavorable une extinction supérieure à 20 dB et (2) que la longueur du tronçon rectiligne en sortie impacte la valeur du poids du HOM. En effet, le fait de laisser un tronçon rectiligne de 75 cm en sortie de la fibre permet de baisser d'encore 10 dB le poids du mode LP11 relativement à celui du mode fondamentale (extinction > 30 dB). Ce comportement peut être compris assez aisément en rappelant que cette extrémité de la fibre est intrinsèquement très multimode. Les contraintes (courbure par exemple) appliquées sur cette partie de la fibre permettent alors un couplage du mode fondamental vers le(s) HOM(s). La fibre sera donc intégrée dans le système laser selon la configuration de la mesure (b) (Figure II-34). En plus de garantir un contenu modal plus en accord avec notre cahier des charges, cette configuration permet également de limiter la réduction de l'aire effective du mode fondamental issue de la courbure de la fibre (phénomène introduit dans le premier chapitre).

Ainsi, nous observons une dégradation des caractéristiques de cette fibre en comparaison de la fibre effilée de 25µm de MFD. Une diminution de 10 dB du PER de la fibre a notamment été constatée. De même, le contenu modal de cette fibre est moins « propre ». Il dépend également des conditions expérimentales utilisées (la disposition de la fibre induit une variation du poids du mode LP11, seul HOM détecté). Nous avons toutefois réalisé des tests d'amplification de nos impulsions avec cette nouvelle fibre. Nous présentons ci-dessous les performances obtenues. L'augmentation du seuil Brillouin issue de l'utilisation de cette nouvelle fibre sera également quantifiée.
105



Figure II-34 : Mesures de S² sur la fibre effilée de 32 μm de MFD présentée Figure II-33. Pour cette mesure, le signal se propage de l'entrée de faible diamètre vers la sortie de grand diamètre. Pour les deux mesures, la fibre est positionnée sur un rayon de courbure de 20 cm. La longueur du tronçon positionné de manière rectiligne en sortie de fibre est respectivement (a) de 40 cm et (b) de 75 cm. Sur la courbe, les marqueurs noirs indiquent l'ensemble des points utilisés dans l'algorithme pour la reconstruction du mode fondamental. Les marqueurs verts indiquent quant à eux les points utilisés pour reconstruire le profil spatial du HOM.

2.4.2 Nouvelle limitation Brillouin du système laser

Afin de quantifier l'augmentation du seuil Brillouin liée à l'utilisation de cette nouvelle fibre, celle-ci a été intégrée dans le système présenté Figure II-24 en lieu et place de la fibre effilée de 25 µm. L'ensemble des autres composants du système sont les mêmes que ceux utilisés dans les expériences précédentes.

Afin de quantifier l'augmentation du seuil Brillouin issue de l'utilisation de cette nouvelle fibre, la même méthode que celle utilisée dans la section précédente a été utilisée. Ainsi, nous avons également défini notre seuil Brillouin comme étant la puissance crête à laquelle le signal contra-propagatif devient visible sur notre diagnostic situé en sortie de préamplificateur⁹⁷. De même, nous avons utilisé le système de mise en forme temporelle afin d'obtenir, au seuil Brillouin, des impulsions carrées. Ayant reçu cette fibre en fin de thèse, l'expérience a été réalisée pour seulement deux durées d'impulsions (3 et 10 ns). Les résultats sont présentés Figure II-35. Ils sont superposés à la courbe relative aux performances obtenues avec la fibre de 25 μ m de MFD (Figure II-31).



Figure II-35 : Évolution du seuil en puissance crête de la SBS dans notre système en fonction de la durée des impulsions. La courbe relative aux résultats obtenus avec la fibre de 25 µm est rappelée et les points correspondant à la fibre de 32 µm de MFD sont ajoutés pour comparaison (courbe expérimentale).

Pour les deux durées d'impulsions considérées, l'augmentation de puissance crête seuil est d'environ 30 % par rapport à la fibre de 25 μ m, ce qui est en accord avec l'augmentation de l'aire effective qui est également de 30 %. La puissance crête mesurée est donc de 140 kW pour des impulsions de 3 ns (énergie de 390 μ J) et de 50 kW pour des impulsions de 10 ns (énergie de 500 μ J). Les caractéristiques temporelles et spectrales de nos impulsions pour les deux points de mesures considérés sont présentées Figure II-36. Dans chacun des cas, une forme temporelle carrée est obtenue. Les modulations d'amplitude issues du phénomène de conversion FM/AM sont une nouvelle fois contenues dans le bruit de notre système de mesure. De même, l'élargissement du spectre du signal lié à la phase non linéaire accumulée dans le préamplificateur et l'amplificateur de puissance semble négligeable.

En conclusion, l'utilisation de cette fibre permet une augmentation du seuil Brillouin supérieure à 30 % par rapport à la fibre de 25 μ m de MFD tout en délivrant des impulsions dont les caractéristiques temporelles et spectrales sont équivalentes.

⁹⁷ L'ensemble des composants et des systèmes de mesures sont identiques aux expériences précédemment réalisées avec la fibre de 25 μm de MFD.



Impulsion de 10 ns, 500 µJ et 50 kW

Figure II-36 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions en sortie de l'amplificateur de puissance au seuil Brillouin. Par soucis de lisibilité, les échelles utilisées sur les courbes de formes temporelles ne sont pas les mêmes. Toujours pour les formes temporelles, la forme en sortie de la source est présentée en encart. Pour chaque spectre, nous avons représenté le spectre du signal en échelle linéaire en sortie du système (courbe rouge) et en sortie de la source (courbe verte) (encart).

2.5 Synthèse des performances d'amplification forte énergie d'impulsions type LMJ

Dans cette deuxième partie du chapitre, nous avons présenté le système laser développé pendant la thèse pour l'amplification forte énergie d'impulsions type LMJ. L'architecture de la source utilisée au laboratoire ainsi que les caractéristiques des impulsions qu'elle délivre ont été présentées. En raison du rapport cyclique du signal issu de cette source (impulsions nanosecondes et fréquence de répétition ≤ 10 kHz), le choix d'une architecture de type MOPA a été fait afin de permettre le filtrage de l'ASE entre les étages d'amplifications. Un préamplificateur (gamme microjoule) et un amplificateur de puissance ont ainsi été placés en aval de la source. Leur architecture a été détaillée. En particulier, les caractéristiques de la fibre effilée de 25 µm de MFD, intégrée dans l'étage de puissance, ont été présentées. Le comportement monomode de la fibre (mesure de S²), son PER de 25 dB et son fort dopage (absorption gaine de 23 dB/m) ont été soulignés. Une première démonstration d'amplification d'impulsions de 3 et 10 ns, réalisée avec ce système, a été présentée. À une fréquence de répétition de 5 kHz, des énergies supérieures à 600 µJ ont été obtenues dans les deux cas. Toutefois, dans ce régime, le phénomène de diffusion Brillouin stimulée a été mis en évidence. De même, l'élargissement spectral subi par le signal en raison de la phase non linéaire accumulée dans les deux étages de puissance n'était pas en accord avec le cahier des charges établi. Ainsi, des expériences complémentaires ont été réalisées afin de quantifier la limitation Brillouin de notre système. Ces expériences ont permis de définir un régime de fonctionnement plus en accord avec les performances visées. L'augmentation du seuil Brillouin liée à la réduction de la durée des impulsions a clairement été soulignée. Ainsi, pour des durées d'impulsions comprises entre 2 et 10 ns, l'énergie maximale pouvant être extraite de notre système est de l'ordre de 300 µJ. Dans cette limite, l'élargissement spectral subi par notre signal est également négligeable. Ce système entièrement fibré permet donc d'amplifier des impulsions type LMJ⁹⁴ jusqu'à une énergie de l'ordre de 300 µJ avec des caractéristiques temporelles, spectrales et spatiales en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre. Afin de repousser cette limitation, nous avons remplacé la fibre dopée de l'amplificateur de puissance par une fibre effilée de 32 µm de MFD. Son intégration a permis de repousser le seuil Brillouin de notre système de plus de 30 %. À 3 ns, une puissance crête seuil de la SBS de 140 kW permet d'extraire une énergie légèrement inférieure à 400 µJ. Pour des impulsions de 10 ns, le seuil mesuré est de 50 kW crête permettant d'extraire aux alentours de 500 µJ d'énergie par impulsion. Dans les deux cas, les caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions sont équivalentes à celles obtenues avec la première fibre. Ainsi, dans une architecture entièrement fibrée, le système développé permet aujourd'hui l'amplification d'impulsions type LMJ jusqu'à des énergies de plusieurs centaines de microjoules (max 500 µJ) avec des caractéristiques temporelles et spectrales en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre.

Afin de repousser cette limitation liée à la SBS, une solution est de changer le format de la modulation de phase anti-Brillouin. Une étude expérimentale, basée sur l'utilisation d'une diode laser de type DFB, est présentée ci-dessous. Très prospective pour des applications d'injection de grandes installations laser de puissance, cette étude a également pour vocation de démontrer les possibilités offertes par le système développé dans un contexte plus large.

3 Génération du signal par une diode laser de type DFB : impact sur les performances du système laser fibré de forte énergie développé

Nous considérons dans cette section, le remplacement de l'oscillateur fibré de la source type LMJ (source utilisée au laboratoire) par une diode laser de type DFB. Dans un premier temps, nous présenterons rapidement le principal avantage de cette solution, à savoir, la possibilité de générer un signal à dérive de fréquence assurant une grande cohérence temporelle et une augmentation du seuil Brillouin. Dans ce sens, la dérive de fréquence accessible par la diode utilisée au laboratoire sera mesurée. Nous quantifierons alors dans un deuxième temps l'augmentation du seuil Brillouin de notre système que permet l'utilisation de cette nouvelle solution.

3.1 Intérêt de l'utilisation d'un signal à dérive de fréquence pour notre système

Nous avons constaté dans la section précédente que la diffusion Brillouin stimulée constitue la principale limitation à la montée en énergie/puissance crête du système laser développé. De manière générale, une stratégie qui permet de repousser le seuil Brillouin consiste à utiliser un signal dont la largeur spectrale est supérieure à la largeur de gain Brillouin. Toutefois, pour nombre d'applications (et la nôtre en particulier), il est également nécessaire de conserver une grande cohérence temporelle. Dans ce cadre, l'utilisation d'un signal à dérive de fréquence revêt un intérêt particulier.

Pour ce type de signaux, les expressions de la fréquence optique et de la phase temporelle sont données, dans le repère de l'impulsion, par :

$$\nu(\tau) = \nu_0 + \Delta \nu(\tau) = \nu_0 - b\tau$$
 Éq. 39

$$\phi(\tau) = 2\pi \int_0^{\tau} \Delta v(t) dt = \pi b \tau^2$$
Éq. 40

Où b représente la valeur de la dérive en fréquence en Hz/s. L'augmentation du seuil Brillouin en fonction de la dérive en fréquence de diodes lasers a d'ores-et-déjà été étudiée dans [79,80]. Dans ces articles, il a notamment été montré que, dans le cas d'impulsions plus courtes que la fibre (durée T de l'impulsion telle que c.T/n < L), le facteur d'augmentation du seuil Brillouin (FAB) liée à la largeur spectrale de l'impulsion est donné par :

$$FAB \approx 1 + \frac{b.T}{\Delta v_B}$$
Éq. 41

Où T représente la durée de l'impulsion et b.T sa largeur spectrale. Nous pouvons alors souligner que plus la valeur de la dérive en fréquence accessible avec la diode est importante et plus l'augmentation du seuil Brillouin sera conséquente. Nous expliquons ci-dessous la raison pour laquelle les diodes laser DFB permettent d'obtenir ce type de signaux et présentons les valeurs de b accessibles avec la diode utilisée au laboratoire.

3.2 Caractéristiques génériques des diodes de type DFB et performances de la diode utilisée

3.2.1 Caractéristiques génériques des diodes lasers de type DFB

Les diodes lasers sont formées de trois couches de semi-conducteurs (gaine/cœur/gaine) formant un guide d'onde plan. Une architecture particulière de diodes est celle de type DFB. Un schéma de principe est présenté Figure II-37.



Figure II-37 : Schéma de principe d'une diode laser de type DFB. Un réseau de Bragg, utilisé comme filtre spectral, est placé dans le cœur du guide d'onde, à la même position que le milieu à gain.

Dans ce type de diodes, le milieu à gain est placé dans le cœur de la structure et la cavité (résonateur) est créée par les deux faces (perpendiculaires au cœur) du guide d'onde. La particularité de cette architecture consiste en une structuration, de type réseau de Bragg, du cœur du guide. Cette structuration est réalisée à la même position que le milieu à gain et est utilisée comme un filtre spectral afin de sélectionner un unique mode longitudinal de la cavité. Dans ce type de structure, le gain de la diode est contrôlé par le courant de pompe I_p et la longueur d'onde par un asservissement en température. Toutefois, lorsque le courant de pompe est modulé, un rétrécissement de la bande interdite électronique, lié à l'effet thermique du courant de pompe, entraîne un décalage vers le rouge de la longueur d'onde d'émission pendant l'impulsion. Ainsi, en régime impulsionnel, ce type de diode peut émettre un signal à dérive de fréquence. Il a d'ailleurs été montré [81] que lorsque le profil temporel de l'impulsion P(t) est donné par le profil de courant, la dérive en fréquence naturellement induite peut être exprimée par :

$$\Delta \nu(t) = \frac{\kappa}{4\pi} \left(\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} + \alpha P(t) \right)$$
Éq. 42

Avec κ et α des paramètres appelés respectivement facteur d'Henry et coefficient adiabatique qui caractérisent la structure de la diode. Pour chaque diode, les valeurs de ces deux paramètres doivent être déterminées expérimentalement pour pouvoir déterminer le profil de la dérive en fréquence. Dans notre cas, nous avons opté pour la mesure directe de la valeur de la dérive en fréquence accessible avec la diode utilisée. Ces mesures sont présentées ci-dessous.

3.2.2 Mesure de la dérive en fréquence de la diode utilisée au laboratoire

Afin de mesurer la dérive en fréquence de la diode, un montage de type détection hétérodyne a été réalisé [82]. Celui-est présenté Figure II-38. L'interférence entre le signal émis par la diode et un laser de très faible largeur spectrale (< 10 kHz) est enregistrée grâce à une photodiode et un oscilloscope de grande bande passante.

(B.P 55 GHz)

(B.P 70 GHz)

Figure II-38 : Schéma de principe de la mesure par détection hétérodyne.

Diode DFB

DFB fibré CW @1053 nm

Pour ces mesures (et pour le reste des expériences), la diode est utilisée pour produire des impulsions carrées de 150 ns (impulsions de même durée que celles délivrées par l'étage dit « oscillateur » de la source utilisée (Figure II-16)). Le laser fibré de type DFB émet lui un signal continu à 1053 nm. Temporellement, l'interférence entre ces deux signaux crée un battement dont la période dépend de la différence de fréquence entre les deux lasers. Ainsi, dans le cas de deux lasers présentant un écart en fréquence constant dans le temps, la période des battements est également constante. Dans notre cas, l'utilisation de la diode en régime impulsionnel engendre, comme indiqué plus haut, une dérive en fréquence du signal émis par la diode. Ainsi, la période des battements évolue pendant la durée de l'impulsion. Un exemple d'une telle mesure est présenté Figure II-39.



Figure II-39 : Exemple du battement enregistré entre la diode à dérive de fréquence le laser fibré. (a) Les battements entre les deux lasers sont clairement visibles au centre de l'impulsion de 150 ns. (b) Zoom sur les battements. Nous remarquons des battements de fréquence nulle au centre. En ce point, les deux lasers possèdent la même fréquence optique. (c) Spectrogramme temps-fréquence de la courbe (b).

Au centre de l'impulsion de 150 ns, les battements entre les deux ondes sont clairement visibles. En réalité, ces battements ont lieu sur l'ensemble de l'impulsion. Toutefois, nous sommes limités par la bande passante du système de mesure (55 GHz). En effet, nous pouvons voir (Figure II-39 (b)) que la fréquence des battements s'annule en zéro. Cela signifie qu'en ce point, la fréquence des deux lasers est égale ($\lambda = 1053 \text{ nm}$). La fréquence du signal émis par la diode évoluant le long de l'impulsion, à mesure que l'on s'éloigne du centre de l'impulsion, la fréquence des battements augmente jusqu'à dépasser la valeur de la bande passante de mesure. La Figure II-39 (b) permet d'ores et déjà de déterminer la dérive en fréquence de la diode. Ainsi, dans les conditions utilisées, la fréquence du signal délivré par la diode parcourt 110 GHz (de v_0 -55 GHz à v_0 +55 GHz) en un peu moins de 50 ns. La dérive en fréquence est donc de l'ordre de 2,2 GHz/ns. Ce résultat est confirmé par le spectrogramme temps-fréquence du signal enregistré (obtenu par application d'une transformée de Fourier glissante). Par cette méthode, nous avons cherché le point de fonctionnement permettant d'atteindre la valeur maximale de dérive en fréquence. Ces mesures ont toutefois été réalisées après le système de mise en forme temporelle des impulsions. Celui-ci sculpte en effet la forme désirée dans l'impulsion de 150 ns émise par la diode. La largeur spectrale après découpage est donc la valeur clé pour le reste des expériences.

Ainsi, en augmentant le courant de pompe de la diode à 700 mA (valeur maximale testée) et en effectuant le découpage de la forme temporelle au début de l'impulsion de 150 ns, là où la dérive en fréquence est maximale, nous avons obtenu une dérive en fréquence de 4,5 GHz/ns (4,5.10¹⁸ Hz/s). À titre de comparaison, l'utilisation d'un signal possédant une dérive en fréquence de 5.10¹⁷ Hz/s issu d'une diode de type VECSEL a permis l'amplification fibrée d'un signal jusqu'à une puissance moyenne de 1,6 kW [83]. La mesure effectuée dans ces conditions est présentée Figure II-40. Pour cette mesure, une impulsion carrée de 10 ns a été utilisée. Dans le système laser présenté dans la section suivante, les impulsions utilisées possèdent une durée comprise entre 2 et 10 ns. La réduction de cette durée est effectuée en « découpant » l'arrière de cette impulsion de 10 ns. Le choix a donc été fait de placer la longueur d'onde de 1053 nm en début d'impulsion afin que celle-ci soit présente quelle que soit la durée). Pour ce faire, la température de la diode a été régulée à 23,8°C. Enfin, dans ce régime, les impulsions de 150 ns possèdent une puissance crête de 170 mW équivalente à celle délivrée par l'étage dit « oscillateur » de la source utilisée (Figure II-16). Nous présentons ci-dessous les simplifications de cette source permises par l'utilisation de cette diode. L'augmentation du seuil Brillouin du système laser présenté dans la section 2, permise par l'utilisation de cette diode, sera également quantifiée.



Figure II-40 : Battements enregistrés entre la diode à dérive de fréquence le laser fibré. La mesure est effectuée en sortie du système de mise en forme temporelle. Une impulsion carrée de 10 ns est découpée au début de l'impulsion de 150 ns émise par la diode. Celle-ci est pompé par un courant de 700 mA et sa température est régulée à 23,8°C. (a) Signal enregistré sur la photodiode. (b) Spectrogramme temps-fréquence.

3.3 Intégration de la diode DFB : mesure de l'augmentation du seuil Brillouin de notre système laser

Pour rappel, dans le système présenté dans la section 2 (Figure II-24), le sous-système dit « oscillateur » est utilisé pour délivrer des impulsions de 150 ns, d'une centaine de milliwatts de puissance crête et de faible largeur spectrale. En aval, le sous-système « anti-Brillouin » est utilisé pour augmenter la largeur spectrale des impulsions. Or, nous avons montré ci-dessus que la diode DFB caractérisée permet de délivrer des impulsions de 150 ns et de 170 mW de puissance crête. Celles-ci présentent également une dérive en fréquence de 4,5 GHz/ns. Nous avons donc simplifié notre système laser en remplaçant les sous-systèmes oscillateur et anti-Brillouin avec cette diode. L'évolution de l'architecture de notre système est donc présentée Figure II-41.



Figure II-41 : Évolution de l'architecture présentée Figure II-24. Les sous-systèmes oscillateur et anti-Brillouin sont remplacés par la diode DFB.

Nous avons, dans un deuxième temps, quantifié l'augmentation du seuil Brillouin résultante de l'utilisation de cette diode. Pour cela, la méthode utilisée pour déterminer le seuil Brillouin fut exactement la même que celle présentée dans la section précédente. Le seuil est défini comme la puissance crête, d'une impulsion carrée, pour laquelle le signal rétrodiffusé apparait sur notre diagnostic situé en sortie du préamplificateur (coupleur 99:1). Les mesures ont été réalisées pour les deux fibres effilées présentées dans la section précédente (MFD respectif de 25 et 32 µm) et la fréquence de répétition a été fixée à 5 kHz (égale à celle utilisée dans la section 2). Les résultats sont comparés Figure II-42 aux performances obtenues avec le système précédent (oscillateur DFB fibré + modulation de phase à 2 GHz (Figure II-24)). Nous constatons alors que l'utilisation de la diode laser de type DFB, dans un régime de fonctionnement permettant l'obtention d'une dérive de fréquence de 4,5 GHz/ns, permet effectivement de repousser le seuil Brillouin de notre système et d'autant plus efficacement que la durée de l'impulsion est longue en accord avec l'équation 41. Pour des impulsions de 10 ns, l'énergie atteinte est de 1 mJ avec la fibre de 25 µm de MFD et atteint même 1,25 mJ pour la fibre de 32 µm de MFD. Les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions aux seuils sont présentées Figure II-43 pour la fibre effilée de 25 µm de MFD et Figure II-44 pour la fibre de 32 µm de MFD.



Figure II-42 : Synthèse de l'évolution, en fonction de la durée des impulsions, de la puissance crête du seuil Brillouin. Cette figure regroupe les mesures effectuées avec les fibres effilées de 25 et 32 µm de MFD. Pour chacune de ces fibres, les limitations liées à l'utilisation du laser fibré (+ modulation de phase à 2 GHz) et de la diode DFB sont présentées.



Figure II-43 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions au seuil de la SBS pour la fibre effilée de 25 μ m de MFD. Ces caractéristiques sont présentées de haut en bas pour des impulsions de 2, 3, 5, 7 et 10 ns. Les énergies de ces impulsions sont respectivement de 295, 440, 640, 760 et 990 μ J. Par souci de lisibilité, les échelles utilisées sur les courbes de formes temporelles ne sont pas les mêmes. Toujours pour les formes temporelles, la forme en sortie de la source est présentée en encart. Pour chaque spectre, nous avons représenté le spectre du signal en échelle linéaire en sortie du système (courbe rouge) et en sortie de la source (courbe verte) (encart).



Figure II-44 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions au seuil de la SBS pour la fibre effilée de 32 µm de MFD. Ces caractéristiques sont présentées de haut en bas pour des impulsions de 3 et 10 ns. Les énergies de ces impulsions sont respectivement de 510 µJ et 1,25 mJ. Par souci de lisibilité, les échelles utilisées sur les courbes de formes temporelles ne sont pas les mêmes. Toujours pour les formes temporelles, la forme en sortie de la source est présentée en encart. Pour chaque spectre, nous avons représenté le spectre du signal en échelle linéaire en sortie du système (courbe rouge) et en sortie de la source (courbe verte) (encart).

Globalement, les performances obtenues sont très bonnes. Pour chaque durée d'impulsions, la forme temporelle au seuil est bien celle visée (profil carrée). Toutefois, en pratique, à mesure que l'énergie extraite augmente, le contrôle de la forme temporelle devient de plus en plus délicat. Cela est expliqué par la très forte saturation du gain. Nous pouvons en effet constater sur les encarts situés dans les graphiques des formes temporelles la très forte pré-compensation nécessaire dans certains cas. D'un point de vue spectral, aucune trace d'effets non linéaires de types diffusion Raman stimulée ou mélange à quatre ondes ne sont visibles malgré les niveaux de puissance crête atteints⁹⁸. De même, l'élargissement spectral issu de la phase non linéaire accumulée dans les deux étages d'amplification en aval de la source semble négligeable. Enfin, pour les deux fibres utilisées dans l'étage de puissance, le champ proche en sortie de fibre présente clairement un profil d'intensité gaussien quelle que soit l'énergie extraite. Le profil du faisceau délivré par la fibre effilée de $32 \,\mu$ m de MFD est présenté Figure II-45 dans le cas d'impulsions de 10 ns et 1,25 mJ.

Ainsi, l'utilisation d'une diode de type DFB permet à la fois de simplifier l'architecture de notre système (les sous-ensembles « oscillateurs » et « anti-Brillouin » sont remplacés par la seule diode) et une augmentation de l'énergie disponible en sortie. En effet, dans le régime de fonctionnement utilisé, le signal délivré par la diode présente une dérive de fréquence de

 $^{^{98}}$ Nous constatons sur le spectre des impulsions de 10 ns et 990 μ J (Figure II-43) l'apparition de pics dans le spectre de l'ASE aux alentours de 1040 nm. Ces derniers ne sont pas liés à l'apparition d'effets non linéaires mais à un effet d'oscillations laser. Celui-ci est rendu possible par le très fort gain disponible dans la fibre lorsqu'elle est pompée à ces niveaux de puissance et à une réflexion en fin de fibre (soudure sur l'embout ou réflexion en sortie de l'embout).

4,5 GHz/ns. Celle-ci est suffisante pour permettre une augmentation du seuil Brillouin de notre système fibré supérieure à celle liée à la modulation de phase utilisée sur le LMJ et cela quelle que soit la durée des impulsions considérées. Ainsi, pour la fibre effilée de 32 μ m de MFD la puissance crête seuil des impulsions de 3 ns a été multipliée par 1,3 par rapport à l'utilisation de la modulation de phase à 2 GHz. Pour des impulsions de 10 ns, l'utilisation de la diode a permis de multiplier le seuil par 2,5 ! Une énergie supérieure à 1 mJ par impulsion a ainsi été obtenue.



Figure II-45 : Profil spatial obtenu en sortie de la fibre effilée de 32 µm de MFD pour des impulsions de 10 ns et une énergie de 1,25 mJ (fréquence de répétition 5 kHz).

En conclusion, le système entièrement fibré schématisé Figure II-41 présente des caractéristiques et un niveau de performances tout à fait en accord avec nos objectifs initiaux. Toutefois, le travail présenté dans cette section reste très prospectif en vue d'applications sur une installation laser de puissance telle que le LMJ. Bien que cette étude ait démontré un impact positif de l'utilisation d'un signal à dérive de fréquence sur la source fibrée (simplification de l'architecture et augmentation de l'énergie disponible), l'impact système sur l'ensemble de l'installation reste à quantifier. Ce travail sort du cadre de ma thèse.

4 Synthèse des performances et perspectives liées l'amplification fibrée forte énergie pour l'injection des chaînes laser de puissance.

Pour rappel, l'objectif de ce second chapitre était de présenter le système laser développé pendant la thèse et les performances obtenues avec celui-ci pour l'amplification forte énergie d'impulsions type LMJ. Ainsi, dans une première section, nous avons identifié le type de fibres optiques le plus adapté à notre problématique. Pour ce faire, le potentiel des fibres souples LMA à l'état de l'art pour l'amplification d'impulsions de forte énergie a alors été souligné en présentant les performances lasers obtenues dans la littérature avec ce type de solution. Toutefois, les difficultés liées à leur intégration au sein de systèmes monolithiques (nécessité de réalisé un adaptateur de mode fibré) ont été identifiées. Nous nous sommes alors orientés vers les fibres dites « effilées ». Ces fibres LMA présentent en effet un comportement monomode allié à une facilité d'intégration accrue. Au regard du cahier des charges établi dans le premier chapitre, une fibre de ce type de 25 μ m de MFD, réalisée par le laboratoire Russe du FORC, a été sélectionnée pour être intégrée au sein du système d'amplification de forte énergie développé et présenté dans la seconde partie du chapitre.

En raison du rapport cyclique de notre signal (impulsions nanosecondes et fréquence de répétition ≤ 10 kHz), le choix d'une architecture de type MOPA a été fait afin de permettre le filtrage de l'ASE entre les étages d'amplifications. Dans ce sens, un préamplificateur (gamme microjoule) et un amplificateur de puissance ont ainsi été placés en aval de la source type LMJ utilisée au laboratoire. Leur architecture a été détaillée. En particulier, les caractéristiques des fibres effilées intégrées dans l'étage de puissance, ont été présentées. Fort de la connaissance de ces caractéristiques, une qualification des performances accessibles avec ce système a été réalisée. Lors de ces tests, la diffusion Brillouin stimulée est apparue comme la limitation principale de notre système. Dans cette limite, l'utilisation au sein du dernier étage d'amplification d'une première fibre effilée de 25 µm de MFD a permis d'extraire 300 µJ d'énergie pour des impulsions de durées comprises entre 2 et 10 ns. Dans le même temps, les caractéristiques temporelles (minimisation de la conversion FM/AM), spectrales (minimisation des effets non linéaires) et spatiales de ces impulsions sont en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre. Afin de repousser cette limitation, une seconde fibre effilée de 32 µm de MFD a été utilisée en remplacement de la première fibre citée. Son intégration a permis de repousser le seuil Brillouin de notre système de plus de 30 % tout en conservant les propriétés spectro-temporelles de nos impulsions. Ainsi, dans une architecture entièrement fibrée, le système développé permet aujourd'hui l'amplification d'impulsions type LMJ jusqu'à des énergies de plusieurs centaines de microjoules (max 500 µJ pour des impulsions de 10 ns) dans un régime multi-kilohertz. Dans cette limite, les caractéristiques temporelles, spectrales et spatiales sont en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre. Les performances de ce système peuvent alors être comparées (1) avec les résultats obtenus dans l'équipe lors de la thèse de Laure Lago [8] et (2) avec un article récemment publié [74] qui présente un système équivalent au nôtre.

Dans le premier cas, les performances en termes d'énergie extraite sont comparables. Les deux systèmes délivrent des impulsions de l'ordre de 500 µJ et sont limitées respectivement par la diffusion Brillouin stimulée et par la génération de nouvelles fréquences par mélange à quatre

ondes. Le système actuel présente toutefois une avancée significative en termes d'intégration, de stabilité et de maîtrise des performances. En effet, bénéficiant des avancées technologiques des dernières années en matière de composant fibrés, notre système présente l'avantage d'être monolithique et donc bien plus stable que celui de l'époque, dans lequel seule l'amplification était réalisée au sein des fibres optiques. De même, les caractérisations temporelles présentées dans ce chapitre nous ont permis de confirmer la minimisation de la conversion FM/AM dans notre système. Ces caractérisations n'avaient pas été réalisées à l'époque. Le système présenté dans ce second chapitre et les caractérisations dont il a fait l'objet permettent ainsi de converger un peu plus en performances et en maitrise des performances vers le cahier des charges établi dans le premier chapitre et nécessaire à l'implantation de tels systèmes au sein d'une installations laser de puissance telle que le LMJ.

Dans le second cas, l'article publié récemment [74] présente un système très proche du nôtre dont la vocation est également d'injecter une installation laser de puissance. Également confronté à la problématique de conversion FM/AM, les impulsions nanosecondes amplifiées dans ce système possèdent une largeur spectrale de l'ordre de 80 GHz issue d'une double modulation de phase sinusoïdale. Le système de mise en forme temporelle utilisée a ainsi permis de délivrer des impulsions carrées de 5 ns et de 1 mJ présentant des modulations d'amplitudes inférieures à 5 %⁹⁹. Il s'agit là de performances tout à fait intéressantes. Toutefois, l'utilisation d'une fibre rigide de 65 µm de MFD biaise quelque peu la comparaison avec notre système. Du propre aveu des auteurs, la stabilité de l'injection en espace libre de cette fibre devient un élément critique qui génère une fluctuation au cours du temps de la profondeur des modulations d'amplitudes issues du phénomène de conversion FM/AM. Ainsi, nous sommes confortés dans notre objectif initial de réaliser un système monolithique. Dans ce sens, et afin d'augmenter l'énergie disponible en sortie de notre système, une fibre effilée de 88 µm de MFD et à maintien de polarisation a récemment été identifiée. De prochains tests d'amplification avec cette fibre laisse entrevoir de réelles possibilités d'atteindre une énergie de 1 mJ par impulsion, objectif initial que nous nous étions fixé. Avant cela, une solution bien plus prospective a été considérée dans la troisième partie du chapitre.

Dans cette partie, l'utilisation d'une diode laser de type DFB a été considérée. En plus des possibilités de simplifications de l'architecture offertes par cette solution, celle-ci permet également l'obtention d'un signal à dérive de fréquence. Une valeur maximale de 4,5 GHz/ns a été obtenue. **Celle-ci est suffisante pour permettre une augmentation du seuil Brillouin de notre système fibré supérieure à celle liée à la modulation de phase utilisée sur le LMJ et cela quelle que soit la durée des impulsions considérées**. Pour la fibre effilée de 32 μ m de MFD la puissance crête seuil des impulsions de 3 ns a ainsi été multipliée par 1,3 par rapport à l'utilisation de la modulation de phase à 2 GHz permettant d'atteindre une énergie de 500 μ J. Pour des impulsions de 10 ns, l'utilisation de la diode a permis de multiplier le seuil par 2,5 passant ainsi à 125 kW crête. L'énergie extraite est alors de 1,25 mJ. À ces niveaux, les propriétés temporelles et spectrales de nos impulsions restent maîtrisées et en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre. Toutefois, bien que cette étude ait démontré

⁹⁹ Il faut toutefois noter l'utilisation d'un système de mesure de 36 GHz de bande passante pour un signal de 80 GHz de largeur spectrale.

un impact positif de l'utilisation d'un signal à dérive de fréquence sur la source fibrée (simplification de l'architecture et augmentation de l'énergie disponible), l'impact système sur l'ensemble de l'installation reste à quantifier.



III.

Transport fibré d'impulsions de forte énergie/puissance crête : simulations numériques

Nous avons vu dans le chapitre 1 que les impulsions délivrées par la source actuelle du LMJ (sans les étages forte énergie présentés dans le chapitre précédent) possèdent une puissance crête maximale de 1 W. À ces niveaux, il est possible d'effectuer le transport depuis la source vers les modules pré-amplificateurs (~ 15 m) grâce à des fibres optiques conventionnelles de 6 μ m de diamètre de mode. Aussi, nous venons de voir dans le chapitre précédent, que les amplificateurs fibrés de forte énergie développés pendant la thèse permettent d'amplifier nos impulsions jusqu'à plusieurs centaines de microjoules avec des puissances crêtes de quelques dizaines voire d'une centaine de kilowatts. À ces niveaux, et malgré de faibles coefficients non-linéaires dans la silice, les dégradations spectro-temporelles induites par les effets non-linéaires sur de telles longueurs ne sont plus négligeables. Il s'avère alors impératif de quantifier ces limitations et de trouver des solutions permettant de s'en affranchir. Le but de ces deux derniers chapitres est alors de répondre à la question suivante :

Dans le cas de l'utilisation d'une source de nouvelle génération (de plus forte énergie), et en respectant l'architecture actuelle du LMJ (distance source/MPA ~ 15 m), est-il toujours possible d'effectuer le transport de nos impulsions de manière fibrée ?

Pour répondre à cette question, nous définirons de manière quantitative dans ce troisième chapitre les ordres de grandeurs des limitations liés aux principaux effets non linéaires. Ainsi, les phénomènes de diffusion Raman stimulée, de diffusion Brillouin stimulée et d'automodulation de phase (effet Kerr) seront considérés. Pour le premier, le seuil théorique défini sous certaines hypothèses (signal continu, monochromatique...) sera rappelé et comparé avec les résultats de simulations numériques réalisées avec un code de calcul prenant en compte les caractéristiques de nos impulsions (impulsions nanosecondes, modulées en phase...). Pour la diffusion Brillouin stimulée, nous nous appuierons sur un article déterminant des expressions analytique de seuils Brillouin sous des hypothèses particulièrement pertinentes pour notre problématique de transport. Les ordres de grandeurs des seuils Raman et Brillouin seront alors clairement établis en tenant compte des caractéristiques de nos impulsions. Pour l'effet Kerr, nous soulignerons le lien entre auto modulation de phase (SPM pour l'anglais *Self Phase Modulation*) et conversion FM/AM. Nous montrerons et illustrerons numériquement que l'impact de la SPM est fortement lié au niveau et à la nature de la conversion FM/AM générée en amont et au sein de la fibre de transport. Nous soulignerons alors la difficulté de définir, d'un point de vue de la SPM, un seuil quantitatif pour la limite d'intégrale B dans nos systèmes.

Enfin, dans le but de rendre compte des possibilités offertes par les fibres à l'état de l'art, les calculs présentés dans ce chapitre seront effectués dans le cas de fibres en silice et de fibres à cœur creux (HC pour l'anglais *Hollow Core*). Pour ces dernières, nous considérerons une propagation dans l'air et mettrons en avant leurs nombreux avantages pour des applications de transport d'énergie.

Fort de la connaissance de ces limitations théoriques, des fibres seront identifiées et testées en configuration transport dans un quatrième et dernier chapitre.

1 Outil numérique et méthodes de simulation

Nous présentons ici quelques possibilités offertes par l'outil de simulation utilisé ainsi que la stratégie générale de modélisation adoptée. Le code présenté sera utilisé pour quantifier et illustrer l'impact sur nos impulsions de la diffusion Raman stimulée et de l'auto-modulation de phase pendant leur transport fibré sur 15 m. Les propriétés génériques des impulsions propagées ainsi que celles des fibres utilisées pour les simulations seront également introduites.

1.1 Outils numériques

Les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées pour la majorité grâce à un code de calcul développé au sein de l'équipe avant mon arrivée. Cet outil permet de traiter la propagation fibrée d'une impulsion laser en tenant compte (entre autres) de :

- L'amplification laser dans des fibres dopées ytterbium
- La propagation linéaire et non-linéaire d'impulsions laser

Pour notre problématique de transport d'impulsions, nous utiliserons uniquement la partie liée à la propagation linéaire et non-linéaire d'une impulsion laser. L'équation mathématique (sur l'amplitude du champ électrique) permettant de modéliser ces phénomènes, et résolue par le code, est l'équation de Schrödinger non-linéaire dont l'expression est la suivante :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} - \sum_{k \ge 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k E(z,t)}{\partial t^k} = i\gamma \left[\frac{(1-f_R)|E(z,t)|^2 +}{f_R \int h_R(\tau)|E(z,t-\tau)|^2 d\tau} \right] \cdot E(z,t) - \alpha E(z,t) \operatorname{\acute{E}q}. 1$$

L'équation est exprimée dans le repère se déplaçant à la vitesse de groupe de l'impulsion. Le deuxième terme du membre de gauche prend en compte les effets de la dispersion (β_k représentent les différents coefficients de la dispersion). Le premier terme du membre de droite rend compte de l'effet Kerr avec γ le coefficient non linéaire¹⁰⁰ de la fibre et f_R la fraction Raman¹⁰¹. Les deux derniers termes permettent de prendre en compte respectivement le phénomène de diffusion Raman (avec h_R(t) la réponse Raman) et les pertes de propagation (α en m⁻¹). Des phénomènes de type mélange à quatre ondes peuvent également être observés grâce à cette équation.

De plus, afin de tenir compte de l'ensemble des caractéristiques de nos impulsions, ce code permet également d'appliquer au signal des modulations de phase sinusoïdales dans le domaine temporel ainsi que des fonctions de transfert en phase et en amplitude (dispersion, filtrage spectrale, interféromètre...) selon le formalisme introduit dans le premier chapitre. Nous pourrons ainsi simuler la propagation d'impulsions présentant, <u>en entrée de fibre</u>, une modulation d'amplitude issue du phénomène de conversion FM/AM. Pour la conversion générée au sein de la fibre, les effets de battements entre modes spatiaux n'étant pas pris en compte dans le code¹⁰², nous nous limiterons à celle issue de la dispersion. De même, bien que pouvant traiter le cas de fibres PM (deux axes de polarisations), nous nous sommes restreints

¹⁰⁰ Pour rappel, $\gamma = n_2 \omega_0 / cA_{eff}$ avec n₂ l'indice non linéaire du milieu (= 3,2.10⁻²⁰ m²/W la silice), ω_0 la pulsation du signal, c la vitesse de la lumière et A_{eff} l'aire effective du mode de la fibre.

¹⁰¹ Contribution de la réponse Raman au terme de polarisation non linéaire de l'équation de propagation. Nous prendrons ici $f_R = 0,18$.

¹⁰² Cette démarche revient à considérer le cas d'une fibre *strictement monomode*.

pour cette étude à la propagation d'un faisceau linéairement polarisé et avons omis les phénomènes de transfert d'énergie entre les deux axes, de battements entre modes de polarisation et de dispersion de polarisation des vitesses de groupe. Enfin, le phénomène de diffusion Brillouin n'est pas pris en compte par le code.

1.2 Impulsions propagées et paramètres génériques des fibres utilisées

1.2.1 Quel type d'impulsions ?

Comme nous l'avons souligné dans le premier chapitre, certaines formes temporelles utilisées sur le LMJ sont fortement structurées (Figure III-1). Celles-ci peuvent en effet être constituées d'un plateau composé de plusieurs sous-structures (obligeant à disposer d'une forte dynamique de mise en forme temporelle) suivi d'un pic principal de quelques nanosecondes et de forte puissance.



Ainsi, dans le cadre de calculs d'ordres de grandeur liés aux effets non-linéaires, seul le pic principal de durée typique de l'ordre de 2 nanosecondes peut être considéré. Les calculs présentés dans la suite seront donc effectués en utilisant une forme super gaussienne d'ordre 12 et de 2 ns de largeur à mi-hauteur donnant lieu à des fronts de montée de l'ordre de 250 ps (équivalents à ceux obtenus expérimentalement). Selon les cas, trois schémas de modulation de phase pourront être appliqués aux impulsions. Nous considérerons ainsi le cas sans modulation, le cas d'une modulation de phase sinusoïdale à 2 GHz de profondeur m=7 radians (fonction anti-Brillouin) et le cas des deux modulations de phase sinusoïdales à 2 GHz (m=7) et 14.25 GHz (m=5) correspondant respectivement aux fonctions anti-Brillouin et lissage. La Figure III-2 synthétise les caractéristiques des trois types d'impulsions considérées¹⁰³ (puissance crête arbitraire). Pour rappel, la longueur d'onde centrale de nos impulsions est 1053 nm.

¹⁰³ Lorsque l'on considérera, en entré de fibre, des impulsions présentant des modulations d'amplitudes (FM/AM), les caractéristiques de celles-ci seront présentées.



Figure III-2 : Synthèse des caractéristiques temporelles et spectrales de nos impulsions en entrée de fibre optique en fonction du schéma de modulation utilisé. Sans modulation (gauche), modulation fm=2GHz, m=7 radians (centre) et double modulation fm=2GHz, m=7 radians + fm=14.25GHz, m=5 radians (droite). Dans chacun des cas, les impulsions propagées sont des super gaussiennes d'ordre 12 et de 2 ns de largeur à mi-hauteur. La puissance crête de l'impulsion est arbitraire ici.

1.2.2 Caractéristiques génériques des fibres

Comme nous l'avons vu depuis le début de ce manuscrit, afin de permettre la montée en énergie/puissance crête des systèmes laser fibrés, différents types de fibres basés sur divers mécanismes de guidage ont été développés. Il en résulte des propriétés opto-géométriques potentiellement très différentes. Nous avons donc pris ici le parti d'utiliser des valeurs tout à fait standards pour les différents paramètres des fibres afin de réaliser une étude assez générale.

Ainsi, nous simulerons la propagation de nos impulsions dans une fibre optique de **15m** sans pertes de propagation (ce qui tend à rendre plus restrictives les limitations calculées). La dispersion de la fibre sera considérée comme égale à celle de la silice¹⁰⁴ (Figure III-3) avec notamment $\beta_2 = 1,74. 10^{-26} s^2/m$ à 1053 nm. De même, les valeurs de gain Raman et Brillouin ainsi que la valeur de l'indice non-linéaire seront fixées aux valeurs usuellement utilisées dans la littérature. Ces valeurs sont synthétisées dans le Tableau 5 et seront rappelées dans les sections concernées. À la vue de ce tableau, nous devinons d'ores-et-déjà le potentiel des fibres HC pour minimiser les effets non-linéaires ! Enfin, le diamètre de mode de la fibre, paramètre particulièrement important pour la minimisation des effets non-linéaires, sera précisé pour chaque calcul.

Ainsi, grâce à cet outil de simulation capable de prendre en compte à la fois les caractéristiques de nos impulsions et celles des fibres, nous déterminons dans la suite le seuil en intensité de la diffusion Raman stimulée. Ce code nous permettra également d'illustrer les distorsions spectrales de nos impulsions liées à l'automodulation de phase. Nous soulignerons alors le lien entre conversion FM/AM et automodulation de phase qui tend à complexifier la définition d'un seuil en intégrale B à ne pas dépasser lors du transport de nos impulsions. Enfin, comme indiqué précédemment, le code présenté ici ne permet pas de rendre compte du phénomène de diffusion Brillouin. Pour définir le seuil de ce phénomène, nous avons ainsi basé notre étude sur un article particulièrement pertinent pour notre application de transport [87]. En utilisant les expressions analytiques définies dans celui-ci, et en tenant compte des caractéristiques spectrales et temporelles de nos impulsions, le seuil de la SBS sera déterminé. Les résultats de ce chapitre serviront alors de base pour les expériences de transport fibré présentées dans le dernier chapitre.

¹⁰⁴ Il s'agit d'une très bonne approximation pour le cas des fibres optiques LMA à saut d'indice. En revanche, pour des fibres de type bande interdite photonique (BIP) ou à gauidage par couplage inhibé (IC), les propriétés de dispersion sont liées aux propriétés de la bande de transmission considérée et sa valeur peut être très différente de celle de la silice.



Figure III-3 : Évolution des différents paramètres de dispersion de la silice. Avec β_2 la dispersion de vitesse de groupe et D le paramètre de dispersion ($D = -2\pi c \beta_2 / \lambda^2$) (Issue de [22])¹⁰⁵.

	L [m]	α [m ⁻¹]	β ₂ [s²/m]	g _R [m.W ⁻¹]	g _B [m.W ⁻¹]	n ₂ [m ² .W ⁻¹]
Fibre silice	15	0	1,74.10 ⁻²⁶	1.10 ⁻¹³	5.10-11	3,2.10-20
Fibre HC				2,6.10 ⁻¹⁴	Х	4,2.10 ⁻²³

 Tableau 5 : Synthèse des paramètres génériques utilisés pour les simulations. Les paramètres des fibres en silice et des fibres à cœur creux sont présentés.

¹⁰⁵ Est également représentée sur la figure la grandeur $d_{12} = \beta_1(\lambda_1) - \beta_2(\lambda_2)$ avec $\lambda_1 = 0.8 \ \mu m$ et $\lambda_2 = 1.3 \ \mu m$.

2 Seuil de Diffusion Raman Stimulée

2.1 Seuil de Diffusion Raman Stimulée dans les fibres en silice

Pour rappel, d'un point de vue quantique, la diffusion Raman Stimulée (SRS) correspond à l'annihilation d'un photon de l'onde laser se propageant dans la fibre et en la création d'un photon Stokes et d'un phonon optique. Dans les fibres en silice, le gain Raman s'étend sur une large plage de fréquence (jusqu'à 40THz) avec une valeur maximale $g_R=1.10^{-13} m/W$ (à 1 µm) à 13 THz de l'onde pompe (voir la courbe de gain Raman présentée dans le premier chapitre). Cet effet est très limitant car (1) l'énergie transférée vers l'onde Stokes est perdue et (2) il entraine de fortes distorsions de la forme temporelle.



Figure III-4 : Caractéristiques obtenues pour une impulsion de durée 2 ns et d'énergie 10 μJ se propageant dans 15 m de fibre optique de 20 μm de MFD.

La Figure III-4 montre le spectre optique obtenu pour le cas typique d'une impulsion non modulée en phase, de durée 2 ns et d'énergie 10 µJ (environ 5kW crête) se propageant dans 15 m de fibre optique de 20 µm de diamètre de mode (MFD). Comme nous pouvons le voir, l'effet est très net. Une partie de l'énergie initialement contenue dans un pic étroit (~0.5 GHz) centré à 1053 nm est désormais répartie dans les ondes Stokes (hautes longueurs d'onde) et anti-Stokes (basses longueurs d'onde) sur des plages fréquentielles de plusieurs dizaines de térahertz. Le phénomène de cascade Raman est même observé. La Figure III-4 montre également les distorsions temporelles qu'entraine cette génération de nouvelles fréquences optiques. Comme nous pouvons le voir, ces modulations à très haute fréquence (~13 THz) sont inobservables expérimentalement (meilleure bande passante disponible à 1 µm ~70 GHz) et donnent lieu à des surintensités importantes (~ x3 ici). Il est donc important de se prémunir de cet effet afin d'éviter ces transferts d'énergie depuis la longueur d'onde d'intérêt vers d'autres longueurs d'onde (assimilable à des pertes) ainsi que ces modulations d'amplitude. Pour cela, il est nécessaire de dimensionner la puissance crête que nous souhaitons propager en fonction de la fibre de transport disponible (ou inversement). Dans ce sens, et afin de trouver un seuil quantitatif en intensité, nous calculons après propagation la proportion d'énergie initiale se situant hors d'un filtre spectral de 3 nm centré à 1053 nm. La Figure III-5 montre le résultat obtenu en fonction de la puissance crête de l'impulsion pour cinq valeurs différentes de MFD et une propagation sur 15 m. Ces calculs ont été réalisés dans le cas d'une impulsion non modulée en phase. La Figure III-6 présente quant à elle l'impact spectral et temporel de la SRS pour différentes valeurs d'énergie se situant hors du filtre. Nous observons alors clairement la

rapide dégradation des caractéristiques spectro-temporelles des impulsions malgré les faibles ratios d'énergie hors bande considérés.



Figure III-5 : Pourcentage d'énergie se situant hors d'un filtre spectral de 3 nm @1053 nm. (a) Échelle linéaire et (b) échelle logarithmique. Les lignes horizontales en pointillé sur la figure (b) indiquent différents niveaux d'énergie hors bande pouvant être utilisés pour définir le seuil d'apparition Raman.



Pc=3kW,

Puissance hors bande 0.003%



Pc=3.5kW,

Puissance hors bande 0.017%



Pc=4kW,

Puissance hors bande 0.115%



Pc=4,5kW,

Puissance hors bande 0.786%



Figure III-6 : Spectres optiques et formes temporelles obtenus en sortie de fibre pour différentes puissance crêtes (fibre L=15 m et 20 μ m de MFD).

Afin de confirmer que les modulations de phase liées à l'anti-Brillouin et au lissage n'ont aucune influence sur le seuil Raman, les calculs ont été réalisés avec ces deux formats de modulation et comparés au cas précédent. Les résultats obtenus pour une fibre de 20 μ m de MFD sont présentés sur la Figure III-7 et confirme que les modulations de phase n'influent pas **directement** sur le seuil de la SRS. Toutefois, pour ce type d'impulsions, la conversion FM/AM générée en amont et/ou au sein de la fibre peut entrainer la génération de nouvelles longueurs d'ondes par SRS en dépit d'une puissance crête initiale inférieure au seuil de ce phénomène de diffusion inélastique. En effet, si le contraste des modulations d'amplitude générées est significatif, certaines parties de l'impulsion peuvent présenter une puissance crête supérieure à la puissance seuil de la SRS et entrainer la génération de nouvelles longueurs d'onde. Dans le cadre des calculs d'ordre de grandeur présentés ici, seule la conversion FM/AM issue de la dispersion de la silice sur 15 m est prise en compte.



Figure III-7 : Pourcentage d'énergie se situant hors d'un filtre spectral de 3 nm@1053 nm dans le cas des trois formats de modulation de phase (fibre L=15 m et 20 μ m de MFD).

Grâce aux courbes de la Figure III-5 nous pouvons estimer les seuils d'apparition pour les différentes fibres. Comme indiqué Figure III-5 (b), trois valeurs de seuil ont été mises en avant. Elles représentent respectivement des niveaux d'énergie hors bande de 0.01, 0.1 et 1% (respectivement -40, -30 et -20 dB). Pour chacune d'elles, les niveaux de dégradations spectrales et temporelles sont clairement observés Figure III-6. Ces seuils sont donc reportés sur la Figure III-8 et comparés au seuil d'apparition donné par l'équation très classique¹⁰⁶ en régime continu (ou quasi continu) : $P_{seuil}^{SRS} \approx 16A_{eff}/g_RL$ avec, dans l'approximation d'un mode gaussien,

 $A_{eff} = \pi (MFD/2)^2$ et $g_R = 10^{-13} m/W$ pour la silice autour de 1 µm [22]. Nous constatons que l'écart entre les deux modèles reste finalement assez faible et nous pouvons tout à fait nous baser sur la formule simple pour estimer l'ordre de grandeur du seuil d'apparition (cas minorant). De plus, comme les calculs avec effet Raman sont très lourds en temps de calcul (large bande spectrale et donc beaucoup de points), l'effet Raman ne sera plus considéré dans les calculs suivants.

¹⁰⁶ Cette expression détermine la puissance crête initiale du signal qui résulte, en sortie de fibre, en une onde Stokes de même puissance que le signal en sortie. Notre définition est très différente et est plus proche d'un seuil pratique à ne pas dépasser pour ne pas subir d'effets significatifs.



Figure III-8 : Puissance seuil d'apparition de l'onde Raman en fonction du MFD de la fibre de transport pour 15 m de propagation. Comparaisons entre la formule analytique et les simulations réalisées avec le code présenté ci-dessus.

2.2 Seuil de Diffusion Raman Stimulée dans les fibres à cœur creux

Comme nous l'avons déjà mentionné, il existe aujourd'hui des fibres optiques capables de transporter le faisceau non plus dans la silice mais dans l'air¹⁰⁷. Ces fibres sont qualifiées de fibres à cœur creux (HC pour Hollow Core). Bien que leur structure reste constituée de silice, les mécanismes de guidage utilisés¹⁰⁸ dans ces fibres permettent d'assurer le confinement du faisceau dans le cœur (creux) de ces fibres. Une partie très importante du faisceau se propage donc dans l'air¹⁰⁷. Ainsi, il est nécessaire de considérer le gain Raman de l'air pour déterminer les limitations Raman de ce type de fibres. En régime stationnaire ^{109[84]}, c'est-à-dire pour des durées d'impulsion bien supérieures au temps de réponse Raman de l'air (de 0.133 ns), ce gain est tel que $g_{R(air)}=2,6.10^{-14}$ m/W [85]. Une telle valeur représente donc **une augmentation d'un** facteur quatre du seuil Raman par rapport à celui des fibres en silice. Nous représentons Figure III-9 une comparaison entre le seuil Raman lié à une propagation du faisceau dans l'air (courbe rouge) et dans la silice (courbe bleu). Sur cette figure est également représenté le comportement qualitatif du seuil Raman lorsque le taux de recouvrement (η) du faisceau avec la silice augmente. En effet, même si une partie très importante de la puissance optique se propage effectivement dans l'air (quasiment 100 % dans certains cas), certaines fibres HC présentent un taux de recouvrement du mode optique avec la silice de quelques pourcents (notamment celles basées sur un guidage par BIP). Dans ce cas, il est nécessaire de tenir compte de ce facteur de recouvrement pour déterminer effectivement les limitations Raman de la fibre considérée.

Enfin, il est nécessaire de noter que l'origine physique de la diffusion Raman dans l'air est différente de celle issue de la propagation dans la silice. En effet, si celle-ci est toujours liée aux échanges d'énergie entre le signal et les molécules du milieu, ces échanges ne se font plus

¹⁰⁷ Des systèmes commerciaux permettent également de remplir ces fibres avec différents gaz ou d'appliquer un vide léger existe d'ores-et-déjà (<u>http://www.glophotonics.fr</u>)

¹⁰⁸ Guidage par bande interdite photonique (BIP) ou par couplage inhibé (CI).

¹⁰⁹ Bien que nos impulsions ne correspondent pas parfaitement à cette hypothèse de régime stationnaire, les variations du gain Raman en fonction de la durée de nos impulsions sont si faibles ($g_{R(air)}=2,3.10^{-14}$ m/W pour une impulsion de 2.6 ns contre 2,6.10⁻¹⁴ m/W en régime stationnaire) que l'on se place dans le cadre de cette approximation qui correspond au cas le plus défavorable (gain Raman le plus important).

par l'intermédiaire des niveaux vibrationnels des molécules mais des niveaux rotationnels (notamment des molécules de diazote dans le cas de l'air). Nous aurons notamment l'occasion de remarquer dans le dernier chapitre que cela se traduit par un spectre optique qualitativement différent de ceux présentés Figure III-6. En effet, en lieu et place des continuum Stokes et anti-Stokes observés dans les fibres en silice, les spectres liés au phénomène de diffusion Raman dans l'air (dans les gaz de manière générale) laisseront apparaitre un ensemble de composantes discrètes et de faible largeur spectrale (liées aux transitions rotationnelles autorisées) de part et d'autre du signal. Autre différence d'importance à souligner, cette diffusion Raman peut être totalement éliminer en propageant notre signal non plus dans l'air mais dans un gaz monoatomique (plus de niveau de rotation dans la molécule !) tel que l'argon. Les systèmes permettant de remplir ces fibres de différents gaz¹⁰⁷ pourraient alors trouver toute leur utilité pour notre application de transport.



Figure III-9 : Puissance seuil d'apparition de l'onde Raman en fonction du MFD de la fibre de transport pour 15 m de propagation dans la silice (courbe bleu) et dans l'air (courbe rouge). La flèche noire indique l'évolution qualitative de cette puissance seuil depuis le cas limite d'une propagation fibrée avec un taux de recouvrement du faisceau avec la silice de η=0 % jusqu'au cas η=100 % lorsque le faisceau se propage exclusivement dans la silice.

2.3 Synthèse sur les limitations imposées par la SRS

Les calculs liés à la diffusion Raman stimulée permettent de définir les premières limitations en termes d'énergie/puissance crête qu'il est effectivement possible de transporter de manière fibrée, sur 15 m, en préservant les caractéristiques spectro-temporelles des impulsions nécessaires à l'injection d'une installation laser telle que le LMJ. La formule analytique très classique du seuil de cet effet non linéaire a été comparée aux résultats de simulation obtenus grâce au code présenté dans la première partie. Nous avons ainsi mis en évidence que l'utilisation de cette formule simple est suffisante pour obtenir un premier ordre de grandeur satisfaisant des limitations imposées. Cette formule permet ainsi de prédimensionner la solution (la fibre) à mettre en œuvre pour réaliser le transport de nos impulsions en restant sous le seuil Raman. Nous constatons ainsi que le seuil en intensité se trouve aux alentours de 10 W/µm² pour les fibres en silice. Il est toutefois important de garder à l'esprit que les calculs présentés ici restent des calculs d'ordres de grandeur basés sur un certain nombre d'approximations. Par exemple, les variations du gain Raman avec la durée de nos impulsions n'ont pas été prises en compte et les pertes des fibres ont été négligées. De la même manière, nous avons considéré pour les calculs d'aire effective, le cas d'un mode gaussien à symétrie circulaire. Le cas de fibres à mode fondamental de profil d'intensité uniforme [86] n'est donc pas pris en compte ici. Ces fibres permettent pourtant, à taille de cœur constante, de repousser cette limitation en réduisant l'intensité crête du mode. De même, la position judicieuse de la longueur d'onde du signal dans les bandes de transmission des fibres à guidage par BIP ou par CI permet d'introduire des pertes importantes aux longueurs d'onde Raman menant là encore à une augmentation du seuil. Ce type de comportement a également été omis ici. La réalisation de démonstrations expérimentales reste donc nécessaire pour confirmer ou infirmer la validité d'une solution particulière pour la réalisation du transport de nos impulsions. Enfin, ces premiers calculs ont d'ores et déjà démontrés les possibilités offertes par les fibres à cœur creux (HC) pour la minimisation des effets non linéaires. Ainsi, dans le cas de la SRS, une propagation dans l'air permet de repousser le seuil aux alentours de 40 W/µm² (seuil 4 fois plus élevé que dans la silice). Si nécessaire, l'utilisation de dispositifs permettant de remplir ces fibres de différents gaz (argon par exemple), voire d'appliquer un vide léger¹⁰⁷, permettent encore de repousser le seuil Raman de manière considérable¹¹⁰. Dans ce type de fibre, et avec les niveaux de puissance crête envisagés pour notre application (< 300 kW), la gestion des limitations liées à la SRS semble accessible.

Ainsi, après avoir déterminé de manière quantitative cette première limitation Raman, nous nous intéressons dans la partie suivante à un deuxième effet non linéaire très limitant pour des applications de transport fibré d'impulsions de faible largeur spectrale, la diffusion Brillouin stimulée.

¹¹⁰ La limite semble résider dans le taux de recouvrement du mode optique de la fibre avec la silice de a gaine.

3 Seuil de Diffusion Brillouin Stimulée

Pour rappel, d'un point de vu quantique, la diffusion Brillouin Stimulée (SBS) correspond à l'annihilation d'un photon de l'onde laser se propageant dans la fibre et en la création d'un photon Stokes et d'un phonon acoustique. Elle entraîne alors l'apparition d'une onde décalée en fréquence (dans de la silice et autour de 1μ m, le décalage est de l'ordre de 16GHz [22]) se propageant de manière contra-propagative au signal. En plus de la perte de pureté spectrale et de puissance, la diffusion Brillouin entraîne un bruit d'amplitude pouvant être extrêmement important et le signal rétrodiffusé peut engendrer la casse de composants placés en amont. Aussi, un signal soumis à la SBS en sortie de source fibrée est donc incompatible d'une injection dans le reste de la chaîne. Quantifier le seuil de la SBS devient alors primordial afin de définir nos capacités actuelles en termes de transport fibré.

3.1 Diffusion Brillouin stimulée en régime stationnaire

En régime continu ou quasi continu une bonne approximation de cette puissance seuil (ou critique) d'apparition est donnée par l'équation suivante : $P_{seuil}^{SBS} \approx 21A_{eff}/g_BL$ où g_B correspond au pic de gain Brillouin compris entre 3 et 5.10⁻¹¹ m/W dans la silice [22]. La Figure III-10 présente ainsi l'évolution de cette puissance seuil en fonction du MFD de la fibre utilisée pour réaliser le transport sur 15 m.



Figure III-10 : Puissance seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée (SBS) en régime quasi-continu en fonction du MFD de la fibre de transport pour 15 m de propagation.

Nous constatons alors que **le seuil Brillouin est environ 400 fois plus faible que le seuil Raman** $\binom{P_{seuil}^{SRS}}{P_{seuil}} = 21g_B/16g_R$ précédemment déterminé et présenté Figure III-8. Cet effet non linéaire serait donc encore plus limitatif pour le transport fibré d'impulsions de forte puissance crête ! En réalité, et comme déjà mentionné dans le premier chapitre, ce régime continu ou quasi continu (et l'expression de sa puissance seuil) est soumis à deux hypothèses sur les propriétés du signal :

- Évolution de la phase temporelle lente devant le temps de vie du phonon acoustique (T_B~4 ns)
- Durée d'impulsion très grande par rapport à T_B

Il est ainsi possible de repousser le seuil de la SBS lorsqu'une (ou les deux) hypothèse(s) n'est (ne sont) pas respectée(s).

Ainsi, dans notre cas, un premier levier permet de considérer une augmentation de ce seuil. En effet, nous avons vu à plusieurs reprises que les impulsions LMJ présentent (quelle que soit l'expérience réalisée) une modulation de phase temporelle sinusoïdale de la forme $\sim exp(im.sin(2\pi f_m t)))$ avec $f_m=2$ GHz et m=7 radians¹¹¹. Celle-ci entraine une variation rapide devant T_B de la phase du signal et résulte, dans une vision intégrée, en un spectre de raies (Figure III-2 et Figure III-11). Comme indiqué dans le premier chapitre, l'espacement fréquentielle (2 GHz) entre celles-ci étant bien supérieur à la largeur du gain Brillouin (quelques dizaines de MHz), chacune d'elle peut alors être considérée de manière indépendante. Le seuil Brillouin de notre signal correspond alors au seuil de la raie présentant la densité spectrale de puissance (DSP) la plus importante et est donné par la formule simple du cas quasi-continu précédemment indiquée et représentée Figure III-10. Nous pouvons alors repousser le seuil d'apparition de la SBS en minimisant la DSP maximale du spectre en variant la profondeur de modulation m. Dans le cadre du LMJ (fm=2 GHz et m=7 radians) le spectre de raies obtenu permet d'obtenir une DSP maximale équivalente à 12% de la DSP du signal initial (Figure III-11). Le nouveau seuil obtenu est alors environ 8 fois (1/0.12) supérieur à celui du régime **quasi-continu.** Or, pour rappel, $P_{seuil}^{SBS} \sim (1/400) P_{seuil}^{SRS}$. La modulation de phase n'est donc pas suffisante pour que la SBS ne soit plus l'effet limitant. Toutefois, un deuxième levier permet de repousser le seuil de la SBS, la durée des impulsions.



Figure III-11 : DSP du signal initial et du spectre de raies issu d'une modulation de phase fm=2GHz et m=7 rad. Les deux spectres possèdent la même énergie et sont normalisés par rapport à la valeur maximale de la DSP du signal initial. Encart, un zoom sur le spectre de raie.

En effet, pour que la deuxième hypothèse (impulsion longue devant T_B) soit vérifiée, il est nécessaire de travailler avec des impulsions de durée supérieure à 100 ns ce qui permet d'étudier la SBS uniquement en régime stationnaire. Dans notre cas, les impulsions LMJ ont une durée comprise entre 1 et 25 ns et peuvent être composé d'un pic principal de forte puissance et de durée de l'ordre de 2 à 3 ns. Il faut alors considérer le régime transitoire de la SBS, ce qui fait l'objet de la section suivante.

¹¹¹ Nous considérons ici uniquement la modulation anti-Brillouin. En effet, la modulation liée au lissage n'est pas utilisée à chaque tir et la solution pour le transport fibré doit permettre de s'affranchir de la SBS même sans lissage !

3.2 Diffusion Brillouin stimulée en régime transitoire

Une étude du régime transitoire de la diffusion Brillouin et de ses conséquences sur le gain Brillouin (valeur maximale et largeur), dans un contexte de transport fibré d'impulsions, a été publiée récemment [87]. Nous nous basons sur cet article pour déterminer les limitations Brillouin pour notre application de transport d'impulsions de forte puissance crête. Cette section a donc pour but de quantifier l'augmentation de la puissance seuil de la SBS résultante de la propagation d'impulsions de durée inférieure à 100 ns ainsi que l'augmentation de la largeur du gain Brillouin dans le cas de la propagation d'impulsions de forte intensité.

3.2.1 Seuil de diffusion Brillouin stimulée pour des impulsions sub-100 ns non modulées en phase

Le seuil de SBS en régime quasi-continu a été exprimé précédemment par la formule $P_{seuil}^{SBS} \approx 21A_{eff}/g_BL$ qui tient compte d'une interaction, sur la longueur totale L de la fibre, entre l'onde pompe et l'onde Brillouin rétrodiffusée. Pour déterminer le seuil en régime impulsionnel, nous pourrions tenter de remplacer la longueur totale de la fibre par une longueur d'interaction exprimée en fonction de la durée τ de l'impulsion. L'onde pompe et l'onde Brillouin se propageant en direction opposée à la vitesse de v = 0.2 m/ns, le temps de recouvrement maximum entre les deux correspond alors à $\tau/2$ et donne lieu à une longueur d'interaction $v\tau/2$. Une nouvelle expression du seuil serait alors $P_{seuil}^{SBS} \approx 21A_{eff}/g_B(v\tau/2)$. Cette nouvelle relation donne des résultats en parfait accord avec les observations expérimentales réalisées en propageant des impulsions de durée supérieure à 100 ns. En revanche, pour des impulsions plus courtes, cette relation minimise sérieusement les seuils Brillouin observés. Cette déviation pour les impulsions « courtes » peut être expliquée par l'absence, dans l'expression du seuil, du temps de vie T_B des phonons acoustiques. Celui-ci constitue en effet une constante de temps caractéristique de l'effet Brillouin et doit être pris en compte pour en déterminer le seuil lorsque l'inégalité $\tau \leq 21T_B$ est vérifiée. Le principal résultat de l'article précédemment cité est justement une formule de seuil de la SBS tenant compte de cette constante de temps caractéristique du problème. La formulation de la puissance de l'onde pompe au seuil est :

$$P_{seuil}^{SBS} = \frac{2\Theta(MFD/2)^2}{g_B v \tau} \left(\frac{\Theta T_B}{\tau} + 1\right)$$
Éq. 2

Avec g_B le pic de gain Brillouin compris entre 3 et $5.10^{-11}m/W$ dans la silice, v la vitesse de la lumière dans la silice égale à 0.2 m/ns, τ la durée de l'impulsion, T_B le temps de vie du phonon acoustique que l'on prend égale à 4 ns¹¹², MFD le diamètre de mode de la fibre considérée et $\Theta = 22$ un scalaire appelé *paramètre de seuil* dont la valeur a été déterminée analytiquement dans l'article citée. Cette relation, finalement assez simple, permet de dimensionner un système de transport (fibres passives) d'impulsions sub-100 ns en garantissant l'absence de SBS.

¹¹² La valeur et le décalage fréquentiel du pic de gain Brillouin ainsi que le temps de vie du phonon dépendent des paramètres de la fibre utilisée. On prendra ici pour g_B des valeurs usuelles utilisées dans la communauté des fibres optiques et la valeur de T_B est celle mesurée dans l'article cité. Une étude expérimentale précise du Brillouin nécessiterait de mesurer les valeurs de g_B et T_B de chaque fibre testée.

Le domaine de validité de cette expression est toutefois restreint aux **trois approximations** suivantes :

- L'onde pompe présente **un profil temporel carré** (fronts de montée et de descente de l'impulsion négligeables devant la durée du plateau de puissance constante)
- Déplétion négligeable de l'onde pompe : Intensité crête constante (faibles pertes de propagation)
- La longueur L de la fibre et la durée τ de l'impulsion doivent respecter l'inégalité $2L/c > \tau$. On parle alors de seuil de SBS dans les fibres longues¹¹³.

Notre problématique de transport fibré d'impulsions type LMJ satisfait tous les critères de validité de l'équation. En effet, nos fronts de montée (descente) sont de l'ordre de 250 ps (critère 10% - 90%) soit une durée bien inférieure aux impulsions nanosecondes propagées. Les propriétés intrinsèques des fibres utilisées ainsi que les faibles longueurs considérées (~15m) rendent négligeables les pertes de propagation de l'onde pompe. Enfin, des impulsions de durée inférieure à 100 ns permettent de respecter le critère de validité $2L/c > \tau$ pour L= 15 m. Pour rappel, sur le LMJ, τ_{max} =25 ns. Nous pouvons ainsi utiliser l'expression définie plus haut.

Une comparaison entre les valeurs de seuil obtenues en régime sub-100 ns et en régime quasi-continu est donc présentée Figure III-12. L'augmentation de l'intensité seuil en régime d'impulsions «courtes » est flagrante. Nous trouvons ainsi une intensité critique de $0.028 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ en régime quasi-continu et de 0.08, 4.3 et 100 W/ μm^2 en régime impulsionnel pour des durées d'impulsions respectives de 100, 10 et 2 ns. Le seuil d'apparition de la SBS est donc plus de 50 fois supérieur au régime continu pour des impulsions de 10 ns et cette limitation est même 3600 fois plus élevée pour des impulsions de 2 ns. Bien qu'impressionnante, il est nécessaire de quantifier cette élévation du seuil de la SBS en termes de grandeurs plus significatives pour notre application. Le Tableau 6 rassemble quelques résultats et permet une vision rapide des ordres de grandeurs significatifs. Nous constatons alors qu'il est tout à fait réalisable d'un point de vue de la SBS, de transporter sur 15 m des impulsions dans la gamme microjoule au sein de fibres très classiques et facilement disponibles commercialement (fibres de MFD 5 et 10 μ m). En revanche, l'augmentation du seuil liée à la propagation d'impulsions de durée inférieure à 20 ns ne permet pas (seule) de s'affranchir de l'utilisation de fibres de MFD supérieur à 30 μ m pour le transport d'impulsions d'au moins 100 μ J.

¹¹³ L'article cité présente également un résultat lié au cas $2L/c < \tau$ qui n'est pas présenté ici puisque ne correspondant pas à notre problématique.


Figure III-12 : Évolution de l'intensité seuil de la SBS en fonction de la durée de l'impulsion (courbe rouge) et comparaison avec le seuil en régime quasi-continu pour une propagation sur L=15 m (courbe verte). Paramètres utilisés : $\theta = 22$, T_B = 4 ns et g_B=5.10⁻¹¹m/W.

MFD (µm)	5			10			20			40			70		
τ (ns)	2	10	20	2	10	20	2	10	20	2	10	20	2	10	20
$\begin{array}{c} P_S^B \\ (\mathrm{kW}) \end{array}$	1.95	0.08	0.02	7.8	0.34	0.09	31.1	1.35	0.37	125	5.4	1.49	381	16.6	4.6
<i>E</i> ^{<i>B</i>} _{<i>S</i>} (μJ)	3.9	0.85	0.47	15.6	3.4	1.9	62.2	13.5	7.5	250	54	30	762	166	91

Tableau 6 : Quelques chiffres significatifs sur les limitations Brillouin en impulsions « courtes » non modulées en phase (fibre L=15 m).

3.2.2 Largeur de gain Brillouin pour des impulsions de forte intensité

Le but de cette partie est de répondre à la question suivante :

La modulation de phase sinusoïdale à 2 GHz permet-elle encore de repousser le seuil de SBS à forte intensité ?

Cette question est rendue légitime par un autre résultat marquant de l'article précédemment cité. En effet, en définissant un coefficient de gain sans dimension γ tel que :

$$\gamma = 2g_B I_P v T_B$$
Éq. 3

avec g_B le pic de gain Brillouin, v la vitesse de la lumière dans la silice, T_B le temps de vie du phonon acoustique et I_P l'intensité du signal qui fait office de pompe pour l'effet Brillouin, les auteurs ont montré que dans le cas limite $\gamma \ll 1$, c'est-à-dire à faible intensité, la largeur à mi-hauteur du gain Brillouin est donnée par :

$$\Delta \omega_B = \frac{1}{T_B} \qquad (\gamma \ll 1) \qquad \text{Éq. 4}$$

Pour $T_B = 4$ ns, $g_B = 5.10^{-11} m/W$ et v = 0.2 m/ns on arrive à $\Delta v_B = \Delta \omega_B/2\pi \approx 40 MHz$. Dans cette approximation, l'espacement fréquentiel de 2 GHz entre les différentes raies du spectre est donc suffisant pour pouvoir les considérer comme indépendantes. Le seuil de la SBS peut donc être repoussé, comme expliqué plus haut, en minimisant la DSP maximum du spectre résultant de la modulation. Dans le cas limite opposé, $\gamma \gg 1$, qui représente le cas de la propagation d'un faisceau de **forte intensité**, la largeur à mi-hauteur du gain Brillouin est cette fois donnée par :

$$\Delta\omega_B \approx 2\sqrt{\frac{g_B I_P v}{2T_B}}$$
 ($\gamma \gg 1$) Éq. 5

Les paramètres g_B , v, et T_B étant fixés (pour une fibre donnée), la largeur du gain Brillouin évolue en $\sqrt{I_P}$ avec $I_P = P_{Pompe}^{Crête}/A_{eff}$ et $A_{eff} = \pi (MFD/2)^2$. Nous représentons sur la Figure III-13 (a) l'évolution de la largeur fréquentielle Δv_B ($\Delta v_B = \Delta \omega_B/2\pi$) du gain Brillouin en fonction de l'intensité en W/µm² du faisceau propagé dans la fibre. Cette valeur est comparée directement sur le graphique à la fréquence de modulation de phase utilisée (fm=2 GHz) par la fonction anti-Brillouin. La Figure III-13 (b) représente quant à elle l'évolution de la puissance crête limite associée à cette intersection $(I_p(\Delta v_B = 2GHz))$ en fonction du MFD de la fibre utilisée. Cette valeur particulière de l'intensité (puissance crête) indique la limite au-delà de laquelle l'efficacité de notre modulation de phase à repousser le seuil de la SBS est réduite. En effet, comme nous pouvons voir Figure III-14, de part et d'autre de la fréquence centrale, les deux raies présentant les valeurs de DSP les plus importantes (DSP1=12% de la DSP du signal initial pour les raies à ± 10 GHZ et DSP2=11.5% pour les raies à ± 12 GHZ) sont espacées entre elle de seulement 2 GHz. Pour pouvoir les considérer indépendamment d'un point de vue de la SBS, il faut donc que la largeur du gain Brillouin soit inférieure à cette valeur. Dans le cas contraire, le seuil de la SBS ne sera plus repoussé d'un facteur 8 (1/DSP1). Il faudra en effet tenir compte du nombre de raies pour lesquelles $\Delta \nu \leq \Delta \nu_B$, de leur recouvrement ainsi que de leur DSP pour calculer le nouveau facteur d'augmentation du seuil de la SBS.





Figure III-13 : (a) Évolution de la largeur fréquentielle du gain Brillouin dans la silice en fonction de l'intensité du signal propagé. La valeur de la fréquence de la modulation de phase est ajoutée (droite rouge).
(b) Évolution de la puissance crête limite (correspondant à la valeur d'intensité de l'intersection des deux courbes de la figure (a)) en fonction du MFD de la fibre utilisée.



Figure III-14 : Spectre de raies pour une modulation de phase sinusoïdale de paramètres f_m=2 GHz, m=7 rad.

3.3 Synthèse des limitations imposées par la diffusion Brillouin stimulée

Nous avons vu au début de ce chapitre que l'expression analytique très classique du seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée donnait lieu à une limitation en termes de puissance crête bien plus faible que celle liée à la diffusion Raman. Toutefois, deux caractéristiques des impulsions type LMJ entraînent une augmentation du seuil de la SBS. La première est la modulation de phase à 2 GHz utilisée. Dans le cadre du transport fibré, cette modulation permet, dans la plupart des cas, de repousser d'un facteur huit le seuil de la SBS. Il est d'ailleurs important de noter ici que les calculs présentés dans ce chapitre correspondent au cas de la modulation de phase à 2 GHz seule. Ce choix s'explique par la possibilité, sur le LMJ, d'activer ou de désactiver la modulation de phase à 14,25 GHz (fonction lissage). La solution retenue pour le transport fibré d'impulsions doit donc permettre de rester sous le seuil de la SBS pour des impulsions soumises uniquement à la modulation de phase anti-Brillouin. Le deuxième contributeur majeur à l'élévation de cette puissance seuil est la durée des impulsions. Nous avons, en nous basant sur un article traitant du transport fibré d'impulsions de forte puissance crête, pu quantifier l'augmentation du seuil de la SBS pour des impulsions de durée inférieur à 100 ns. Ainsi, pour des impulsions modulées en phase, et lorsque la durée de ces impulsions est inférieure à 10 ns, l'élévation du seuil est telle que la SBS n'apparait plus comme l'effet non linéaire le plus limitant. Pour des impulsions de 3 ns (durée typique des impulsions utilisées aujourd'hui sur le LMJ), le seuil de la SBS en régime transitoire ($\approx 40 \text{ W/}\mu\text{m}^2$) est même quatre fois plus important que celui lié à la SRS. Enfin, nous avons également fait état de l'augmentation de la largeur du gain Brillouin pour des impulsions de forte intensité (également décrite dans l'article cité). Celle-ci est comparée au spectre de raies obtenu après application de notre modulation de phase. Cette comparaison permet de quantifier aux alentours de 30 W/µm² l'intensité limite à partir de laquelle l'efficacité de notre modulation de phase à repousser le seuil de la SBS est diminuée. L'ensemble de ces résultats sont synthétisés sur la Figure III-15. Le diagramme (Durée des impulsions; Intensité) fait alors apparaître deux zones correspondantes respectivement à une propagation sous et au-dessus du seuil de la SBS ainsi qu'une zone d'incertitude dans laquelle l'augmentation de la largeur du gain Brillouin entraîne une diminution de l'efficacité de notre modulation de phase qu'il est nécessaire de quantifier.

De la même manière que pour l'effet Raman, il s'agit bien de comportements généraux et d'ordres de grandeurs qui ont été présentés ici. Les valeurs des paramètres intervenant dans les expressions du seuil et de la largeur du gain Brillouin ont notamment été fixés à celles de l'article cité. En réalité, elles dépendent des paramètres opto-géométriques des fibres et sont donc propres à chacune d'elles. De même, les conditions expérimentales telle que la température peuvent influer sur le seuil Brillouin. Enfin, l'application d'un gradient thermique sur la fibre [88], de contraintes mécaniques [89] ou l'utilisation de fibres présentant soit une évolution longitudinale de la taille du cœur [90] soit une microstructuration transverse de la gaine [91] permettent de repousser le seuil de la SBS et ne sont pas pris en compte ici. Une démonstration expérimentale reste ainsi le juge de paix pour vérifier la capacité d'une fibre à réaliser le transport de nos impulsions sur 15 m en restant sous le seuil Brillouin.

Enfin et pour conclure, la diffusion Brillouin stimulée permet de souligner une nouvelle fois le potentiel des fibres HC pour minimiser les effets non linéaires. En effet, bien que des publications très récentes fassent état de mesures de diffusion Brillouin en sens co-propagatif dans de telles fibres [92], celles-ci semblent permettre le transport d'impulsions de faible largeur spectrale et de forte puissance crête sans rétro diffusion Brillouin. Pour cet effet non linéaire néfaste, le facteur limitant pour ces fibres semble résider une nouvelle fois dans le taux de recouvrement du mode optique avec la silice.

N.B : Il est à noter que malgré sa capacité à repousser d'un facteur 8 le seuil de la SBS dans les fibres, le format de la modulation de phase anti-Brillouin du LMJ peut, dans certain cas, se transformer en ennemie dans notre lutte contre cet effet non linéaire. Ainsi, quelques précautions sont à prendre et la raison est la suivante. Dans les fibres en silice et aux alentours de 1 µm, la position du pic de gain Brillouin se situe à environ 16 GHz de la fréquence du signal dit de pompe (vers les basses fréquences). Si cette valeur peut être différente en fonction des paramètres opto-géométriques de la fibre utilisée, il n'est pas impossible qu'elle corresponde parfaitement à l'écart en fréquence entre deux raies du spectre issu de la modulation de phase (ce qui est d'ailleurs le cas pour la valeur de 16 GHz). Dans ce cas, une légère réflexion du signal en sortie de fibre (soudure, réflexion sur la face de fibre ou sur un élément d'optique en espace libre) serait délétère. En effet, si deux raies ont entre-elles un écart en fréquence égale au décalage Brillouin alors, la composante de plus basse fréquence du signal réfléchie ferait office de signal Brillouin (car contra-propagative) pour la composante de plus haute fréquence du signal principal. Pour être plus clair, une partie du signal réfléchie fait office de signal Brillouin pour une composante spectrale du l'impulsion. Nous serions alors dans le cas d'une amplification Brillouin. La SBS ne démarrerait plus du bruit mais d'une puissance qui dépend du coefficient de réflexion du signal en sortie de fibre et de la DSP de la raie de plus basse fréquence. Le seuil de la SBS en serait alors fortement diminué. Bien sûr, l'effet sera d'autant plus important qu'il y a de couples de raies qui possèdent entre-elles un écart en fréquence égale au décalage Brillouin.



Figure III-15 : Synthèse des limitations liées à la SBS. (a) Tracés des différents seuils déterminés dans ce chapitre. Seuil SBS en régime continu (ligne noir), seuil SBS en régime impulsionnel sans modulation de phase (courbe rouge), seuil SBS en régime impulsionnel avec modulation de phase ($f_m=2$ GHz, m=7) (courbe bleu) et courbe correspondant à l'intensité pour laquelle la largeur de gain Brillouin vaut $\Delta v_B=2$ GHz (ligne en pointillés). (b) Diagramme représentant les zones de travail disponibles. En rouge, zone pour laquelle notre signal subira quoi qu'il arrive de la SBS. Cette zone se situe au-dessus du seuil de SBS lié à des impulsions modulées en phase. En orange, zone pour laquelle la largeur du gain Brillouin est telle qu'il est nécessaire de quantifier la dégradation de l'efficacité de la modulation de phase. Cette zone est délimitée par la droite correspondant à $\Delta v_B=2$ GHz et par les seuils des impulsions modulées (limite supérieure) et non modulées en phase (limite inférieure). En vert, zone de « tranquillité » dans laquelle nos impulsions ne sont pas soumises à la SBS. Cette zone représente la zone dans laquelle nous devons travailler pour réaliser le transport de nos impulsions.

4 Effet Kerr : impact de l'auto-modulation de phase

L'intégrale $B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I(z) dz$ s'exprime en radians et représente un bon indicateur des

effets liés à la non-linéarité Kerr. Dans le milieu des lasers de puissance, l'intégrale B sert habituellement à quantifier le phénomène spatial d'auto-focalisation qui détériore la qualité spatiale du faisceau. On s'accorde alors à dire « qu'il ne faut pas dépasser une intégrale B de 3 rad » sous peine de perturber le profil spatial du faisceau laser. Or, dans notre cas¹¹⁴, nous avons montré dans le premier chapitre que les effets spatiaux liés à l'effet Kerr (auto focalisation et réduction du MFD du mode fondamental) peuvent être négligés. On ne s'intéressera donc dans la suite qu'au pendant temporel de l'auto-focalisation, l'auto-modulation de phase, et à sa coexistence avec la conversion FM/AM.

Ainsi, dans le domaine temporel, aucune raison ne justifie que la valeur limite de 3 radians soit toujours adéquate et il convient de définir un nouveau critère pour nos applications de transport d'impulsions. Dans ce sens et afin d'avoir les premiers ordres de grandeurs des niveaux d'intégrales B atteints dans nos systèmes, on réalise le calcul simple suivant. On considère l'intensité du laser I constante le long de la fibre (on néglige les effets de dispersion et d'atténuation lors de la propagation) et en écrivant $I = P_{crête} / A_{eff}$ où $A_{eff} = \pi (MFD/2)^2$ est l'aire effective du mode de diamètre MFD, on obtient $B = \gamma P_{créte}L$ où $\gamma = (n_2 \omega_0)/(cA_{eff})$ est le coefficient non-linéaire, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ la pulsation de l'onde à la longueur d'onde λ_0 et n₂ l'indice non-linéaire du milieu considéré. Pour la silice [22], nous aurons $n_2 = 3,2.10^{-20} m^2/W$ et $n_2 = 4,2.10^{-23} m^2/W$ pour l'air [93]. La Figure III-16 montre alors les valeurs de B obtenues en sortie de 15 m de fibre optique de transport en fonction de la puissance crête de l'onde laser et du MFD de la fibre pour une onde à 1053 nm. On peut y voir que le transport d'impulsions de puissance crête inférieure à 1 kW au sein de fibres en silice de MFD compris entre 10 et 30 µm donne lieu à des valeurs d'intégrale B comprises entre 10 et 40 radians. Pour des impulsions de puissances crêtes comprises entre 10 et 50 kW, on atteint très rapidement plusieurs dizaines voire une centaine de radians d'intégrale B malgré l'utilisation de fibres de MFD supérieur à 40 µm. Par comparaison, une fibre HC de seulement 7,5 µm de MFD permet de transporter sur 15 m des impulsions de 50 kW crête en limitant l'intégrale B à moins de 5 radians¹¹⁵. Ces valeurs en tête, nous nous proposons d'illustrer ici l'impact de cette phase non linéaire au regard de la conversion FM/AM générée en amont de la fibre de transport.

¹¹⁴ Valeur maximale de 300 kW pour la puissance crête dans le cas d'une impulsion de 3 ns et d'énergie 1 mJ.

¹¹⁵ Pour ce calcul, nous avons fait l'hypothèse de la propagation du signal exclusivement dans l'air (recouvrement nul entre le mode de la fibre et la silice de la gaine).



Figure III-16 : Intégrale B accumulée sur 15 m de propagation en fonction de la puissance laser transportée et du MFD de la fibre optique. Pour des fibres en silice (a), (b) et des fibres à cœur creux (c).

4.1 Quelle valeur maximale pour B?

Nous avons constaté sur la Figure III-16 qu'il est possible d'atteindre rapidement des valeurs très importantes d'intégrale B. Il est toutefois bénéfique de quantifier simplement une limite supérieure aux valeurs d'intégrale B auxquelles nous serons confrontés. Pour cela, il suffit de reprendre la limite en intensité fixée par la diffusion Raman stimulée (effet le plus limitant). Pour les fibres en silice¹¹⁶, nous avons établi cette limite à 10 W/µm². À partir de cette valeur, on en déduit une valeur limite d'intégrale B de l'ordre de 30 radians¹¹⁷. Nous réaliserons donc des simulations dans la suite pour des valeurs de B comprises entre 0 et 30 radians.

¹¹⁶ Nous prenons ici le cas des fibres en silice. Le seuil Raman pour les fibres HC est seulement 4 fois plus élevé alors que le n2 de l'air est inférieur de 3 ordres de grandeur à celui de la silice. Le cas des fibres en silice est donc le plus limitant pour une problématique de phase non linéaire.

 $^{^{117}}$ B=(n_2.\omega_0.I.L)/c avec n_2=3.2.10^{20} m²/W, I=10 W/m², L=15 m et c=3.10⁸.

4.2 Impact spectral de l'intégrale B sur des impulsions non modulées en phase

L'automodulation de phase crée une phase temporelle de même forme que l'intensité. Cette variation temporellement de la phase implique que la fréquence optique instantanée varie elle aussi le long de l'impulsion autour de sa valeur centrale ω_0 . La différence avec cette valeur centrale $\delta \omega$ est la dérive en fréquence (ou « chirp »), donnée par $\delta \omega = -\frac{\partial \phi}{\partial T}$. De nouvelles

composantes spectrales sont donc générées au cours de la propagation, ce qui élargit le spectre. Nous présentons Figure III-17 l'impact typique de cette phase non linéaire sur une impulsion gaussienne et une impulsion super gaussienne d'ordre 12 (fronts de montée ~ 250 ps). La puissance crête de ces impulsions est ajustée pour obtenir une même valeur d'intégrale B après propagation (B=30 rad). Nous constatons sur cette figure que l'intégrale B a bien pour effet d'imprimer à l'impulsion une phase temporelle de la même forme que son profil d'intensité. La valeur maximale de cette phase est donnée par $B = \gamma P_{crête}L$. Au regard des chirp associés à chacune des impulsions, l'effet de cette phase temporelle sur la génération de nouvelles fréquences semble plus important dans le cas d'une impulsion super-gaussienne. Cela s'explique naturellement par le fait que les deux impulsions présentent la même valeur maximale de phase mais l'intervalle de temps nécessaire pour atteindre cette valeur est bien plus faible lorsque les fronts de l'impulsion sont raides. La dérivée de cette phase temporelle présente alors des valeurs plus importantes signe de la génération de fréquences instantanées plus éloignées de la fréquence centrale de l'impulsion. L'expression analytique $\delta \omega_{max} = \frac{mf(m)}{T_0} B$ permet de déterminer l'écart en fréquence maximal généré en fonction de l'ordre de la super-gaussienne m, de la durée de l'impulsion T_0 et de B [22]. La fonction f(m) est égale à 0,76 pour m=1 (impulsion gaussienne) et tend vers 0,84 lorsque m augmente (plus m augmente et plus les fronts sont raides). Il apparait alors clairement qu'une impulsion supergaussienne d'ordre m générera un écart en fréquence m fois plus important qu'une impulsion gaussienne. Grâce à la formule précédente, nous sommes donc en capacité d'exprimer la fréquence maximale générée par ce type d'impulsions en fonction de la valeur d'intégrale B accumulée lors de la propagation.

En réalité, bien que l'écart en fréquence soit plus important pour les impulsions présentant des fronts très raides, la génération de nouvelles fréquences reste confinée sur des plages temporelles réduites par rapport à la durée de l'impulsion (durée des fronts faibles devant celle du plateau principal pour lequel il n'y a pas de génération de nouvelles fréquences). Les composantes spectrales générées par les fronts possèdent donc une énergie réduite par rapport à l'énergie du spectre du plateau. Dans une vision intégrée, cela résulte en un faible élargissement du spectre de l'impulsion super-gaussienne. A contrario, une impulsion gaussienne présente des variations temporelles plus lentes menant à des écarts en fréquence moins important mais présent sur l'ensemble du support temporel de l'impulsion. Dans une vision intégrée, l'impact de l'intégrale B sur le spectre de l'impulsion est alors bien plus visible. Pour notre problématique de transport sur 15 m d'impulsions type LMJ, nous nous trouvons dans le cas d'impulsions super-gaussiennes de fronts de montée typiques de l'ordre de 250 ps. Nous prenons en compte cette spécification en utilisant des impulsions super-gaussiennes de 2 ns et d'ordre 12 (fronts de montée 10%-90% de 250 ps). Ainsi, en l'absence de modulations

d'amplitude sur le plateau principal de nos impulsions, l'impact de la phase non linéaire accumulée lors de la propagation *semble pour l'instant modeste*. Il serait toutefois bénéfique de filtrer les composantes spectrales liées aux fronts des impulsions. Pour ce faire, un filtrage temporel est privilégié et il faut alors distinguer le cas d'impulsions de quelques kilowatts (impulsions d'énergie inférieure à 10 μ J) de celui d'impulsions de plusieurs dizaines voire d'une centaine de kilowatts¹¹⁸. En effet, dans le premier cas, il semble envisageable à moyen terme de mettre en œuvre un modulateur d'intensité pouvant être utilisé dans la gamme microjoule¹¹⁹ et permettant d'éliminer les composantes spectrales des fronts de l'impulsion après amplification et transport en appliquant la mise en forme temporelle juste avant l'injection du signal dans le module préamplificateur. Dans le cas d'impulsions de plus forte puissance crête, l'utilisation de ce type de solution n'est pas envisageable actuellement¹²⁰. Il est donc nécessaire de minimiser l'intégrale B issue du transport fibré depuis la source jusqu'au baies chaines (augmentation de l'aire effective, diminution du n₂...).

¹¹⁸ Pour rappel, l'objectif est de développer des systèmes délivrant des impulsions dans la gamme du millijoule. Toutefois, une solution d'implantation sur le LMJ d'un système d'amplification dans la gamme du microjoule présente d'ores et déjà des avantages (diminution d'u nombre d'aller-retour dans la cavité régénérative...). Les problématiques relatives à un tel système ne doivent donc pas être occultées.

¹¹⁹ Un projet est actuellement en cours pour développer un modulateur d'intensité utilisable dans cette gamme d'énergie/puissance crête. Nous en reparlerons brièvement dans la conclusion du manuscrit.

¹²⁰ Seuil de dommages trop faible dans des guides permettant l'obtention de fronts de montée de l'ordre de 250 ps.

Figure III-17 : Caractéristiques temporelles et spectrales, après propagation, d'impulsions ayant accumulé une intégrale B de 30 radians. Cas d'une impulsion gaussienne de 1 ns de durée totale à mi-hauteur (colonne de gauche) et super gaussienne d'ordre 12 de 2 ns (colonne de droite). Les spectres optiques sont normalisés.

4.3 Impact spectral de l'intégrale B sur des impulsions modulées en phase

Les modulations de phase utilisées sur le LMJ peuvent (malheureusement) être source de conversion FM/AM. La combinaison de ce phénomène qui affecte la forme temporelle des impulsions et de l'intégrale B aura un impact certain sur les propriétés spectrales de notre signal. Nous distinguons donc dans la suite le cas d'impulsions modulées en phase qui présentent ou non des modulations d'amplitude issues du phénomène de conversion FM/AM. <u>Il ne s'agit pas ici d'effectuer une étude quantitative de la coexistence de ces deux phénomènes mais d'illustrer sur quelques exemples leurs impacts sur les propriétés de nos impulsions. Aussi, par soucis de lisibilité, nous traiterons uniquement le cas d'impulsions sur lesquelles est appliquée une unique modulation de phase (2 GHz ou 14.25 GHz). Le cas d'impulsions sur lesquelles sont appliquées les deux modulations n'est pas abordé ici. Tout juste est-il bon de noter que le spectre de telles impulsions présente un écart minimum entre les différentes raies qui le compose de 0,25 GHz. Un très faible élargissement de chacune d'elles suffit ainsi à modifier la DSP du signal. Avec une largeur totale de l'ordre de 200 GHz, de telles impulsions sont également très sensibles à la conversion FM/AM.</u>

4.3.1 En absence de conversion FM/AM

Nous présentons Figure III-18 les caractéristiques spectro-temporelles, après propagation, d'impulsions de même profil temporel (super gaussienne d'ordre 12 de durée 2 ns) mais de phase temporelle différente. Sur la première, une modulation de phase sinusoïdale à 2 GHz (m=7) est appliquée. Une modulation à 14,25 GHz (m=5) est appliquée à la seconde. Les paramètres des impulsions (super gaussienne d'ordre 12, de 2 ns et d'énergie 1.6 μ J) sont choisis pour obtenir, après 15 m, une phase non linéaire de l'ordre de 30 radians (cas extrême, rappelons-le). Nous pouvons observer sur les chirp des deux impulsions la signature des fronts de montée et de descente. Ceux-ci sont identifiés par les extrema de la fonction (en t= \mp 1 ns).

Dans le cas de la modulation à 2 GHz, le chirp lié aux fronts de l'impulsion est quasiment deux fois plus important que celui lié à la modulation de phase¹²¹. De plus, bien que ces fronts soient courts (250 ps chacun), leur durée totale représente 25 % de la durée de l'impulsion. L'impact de ces nouvelles fréquences sur le spectre intégré ne peut alors être négligé. Nous voyons ainsi clairement Figure III-18 la déformation subie par le spectre de l'impulsion. Le spectre de sortie est plus large et la DSP de chaque raie modifiée. D'un point de vue de la diffusion Brillouin, la diminution de la DSP maximale¹²² et l'augmentation de la largeur totale du spectre vont dans le sens d'une augmentation du seuil de la SBS¹²³. De plus, la cohérence du signal est préservée. Il existe en effet une nouvelle loi de phase (plus seulement sinusoïdale mais faisant intervenir la forme de l'impulsion) entre le temps et le spectre.

¹²¹ Ceci peut être déterminé simplement en comparant les valeurs des sauts de phases considérés (30 rad lié à l'intégrale B pour les fronts, 14 rad pour la modulation à 2 GHz) ainsi que les durées sur lesquelles ces sauts de phase sont réalisés (fronts de montée 250 ps ce qui correspond à une demi-période des oscillations de phases dues à la modulation). On trouve alors rapidement un facteur 2 entre les ordres de grandeur des deux chirp.

¹²² En normalisant le spectre obtenu après propagation pas la DSP maximale du spectre initial, nous obtenons une nouvelle DSP max de l'ordre de 50 % de l'initiale (qui elle-même était de l'ordre de 12 % de la DSP du signal non modulé)

¹²³ À condition cependant que l'écart en fréquence entre les raies reste supérieur à la largeur de gain Brillouin.

Modulation à 2 GHz

0.8

Puissance [kW]

0.2

0 -2

50

40

30

20

10

-10

Phase [rad]

-1

-1

Modulation à 14.25 GHz

2

Figure III-18 : Caractéristiques temporelles et spectrales, après propagation, d'impulsions ayant accumulé une intégrale B de 30 radians. Les impulsions représentées possèdent le même profil temporel (super gaussienne d'ordre 12 de 2 ns), la même énergie (1.62 µJ) mais des phases temporelles différentes. Sur la colonne de droite est présenté le cas d'une impulsion modulée en phase à 2 GHz avec une profondeur de modulation de m=7 radians. La colonne de gauche présente le cas d'une modulation à 14.25 GHz et m=5 radians. Les spectres « Input » et « Output » présentés sont normalisés à 1. Il est également bon de noter que, pour des raisons de lisibilité, les échelles utilisées sur les deux colonnes ne sont pas toujours identiques.

En rappelant que le cas présenté correspond à un cas défavorable (impulsion courte (2 ns) et donc forte contribution des fronts + maximum d'intégrale B envisagée ici (30 rad)), les conséquences liées à l'auto-modulation de phase ne semblent pas rédhibitoires dans le cas de la modulation de phase anti-Brillouin seule.

Dans l'autre cas (14.25 GHz), le chirp qui résulte de la modulation de phase est beaucoup plus important (saut de 10 radians en 70 ps) que celui lié aux fronts de l'impulsion. Toutefois, la période des oscillations de phase est si faible (70 ps) que plusieurs sont présentes sur les fronts de montée et de descente. Ainsi, l'addition du chirp lié à l'intégrale B et du chirp lié à la modulation de phase donne un bon ordre de grandeur du chirp total obtenu de part et d'autre du plateau central. Les fronts sont alors également identifiables mais l'écart fréquentiel relatif des composantes générées par ces derniers avec les fréquences générées par la modulation de phase reste très faible. De même, bien que la durée totale des fronts représente toujours 25 % de la durée de l'impulsion, le nombre d'oscillations du chirp liées uniquement à la modulation de phase (plateau de l'impulsion) est beaucoup plus important que le nombre d'oscillations liées aux fronts. Ainsi, en combinant un écart fréquentiel relatif plus faible et une énergie relative plus faible que dans le cas d'une impulsion modulée à 2 GHz, l'impact des fronts de l'impulsion sur le spectre intégré est bien moins important. L'observation sur la Figure III-18 du spectre de raie à 14.25 GHz après une propagation donnant lieu à une phase non linéaire de 30 radians confirme cette prédiction. Les conséquences liées à l'auto modulation de phase ne semblent pas non plus rédhibitoires dans le cas de l'utilisation de la modulation de phase à 14.25 GHz seule (ce qui n'est jamais le cas sur le LMJ).

Pour conclure, dans la limite des 30 radians d'intégrale B précédemment fixée et dans le cas d'impulsions modulées en phase non soumises à un filtrage (au sens conversion FM/AM) avant propagation, la phase non linéaire accumulée lors du transport n'entraîne pas de distorsions spectrales en désaccord avec le cahier des charges d'une grande installation laser telle que le LMJ. Afin de confirmer ce résultat, l'étude de l'impact de telles distorsions spectrales sur le lissage de la tache focale serait très intéressante et pertinente. Toutefois, ce type de calculs sort du cadre de cette thèse.

Nous présentons ci-dessous le cas d'impulsions modulées en phase et soumises à un filtrage avant propagation.

4.3.2 En présence de conversion FM/AM

Il ne s'agit pas ici de traiter de manière quantitative la coexistence de l'intégrale B et de la conversion FM/AM. Nous présenterons l'impact d'une telle cohabitation uniquement sur deux exemples. Dans un premier temps, nous regarderons le cas d'impulsions ayant subi, avant le transport, une fonction de transfert de type « filtrage gaussien » caractéristique des fonctions de transfert dites « normales »¹²⁴. Dans un deuxième temps, nous traiterons le cas d'impulsions ayant subie une fonction de transfert de type « Interféromètre » caractéristique des fonctions de transferts dites « anormales »¹²⁵. Dans chacun des cas, nous présenterons des exemples typiques liés à différents niveaux de conversion FM/AM (quantifiée par le facteur de surmodulation β^{126}) et d'intégrale B. Enfin, dans les deux cas, les impulsions que nous utiliserons seront modulées en phase uniquement avec la modulation anti-Brilllouin. Qualitativement, les mêmes conclusions sont obtenues avec la modulation liée au lissage seule (cette modulation menant à un spectre plus large, l'impulsion sera plus fortement soumise à la conversion FM/AM). Le cas de la double modulation n'a pas été traité.

4.3.2.1 Conversion FM/AM par filtrage spectral gaussien

Nous présentons dans un premier temps le cas d'une impulsion super-gaussienne, d'ordre 12 et de durée 2 ns à laquelle est appliquée un filtrage gaussien centré autour de 1053 nm. Nous obtenons ainsi une impulsion présentant une modulation d'amplitude de fréquence 4 GHz et un facteur de surmodulation β dont la valeur dépend de la largeur du filtre utilisé. Une telle impulsion est alors propagée dans 15 m de fibre en silice. La modulation d'amplitude étant sinusoïdale et composée d'une seule fréquence (4 GHz), un rapide calcul d'ordre de grandeur peut être effectué pour déterminer qualitativement l'impact du couple (B; β) sur le spectre de nos impulsions. Pour ce faire, il s'agit de comparer le chirp lié à coexistence de la conversion FM/AM et de la phase non linéaire à celui lié à la modulation de phase sinusoïdale. Ce calcul est réalisé de la manière suivante. Le saut de phase issu de la modulation d'amplitude correspond à $\Delta \phi = B_{max} - B_{min}$ où $B_{max(min)}$ représentent respectivement la phase non linéaire accumulée par les points de puissance crête maximale (minimale) du plateau de l'impulsion. Nous pouvons réécrire cette expression telle que $\Delta \phi = \gamma L P_{max} \left(1 - \frac{P_{min}}{P_{max}}\right)^{127}$. Dans le cas d'une modulation d'amplitude sinusoïdale de fréquence unique¹²⁸, il est possible d'exprimer le rapport P_{\min}/P_{\max} en fonction du facteur de surmodulation β tel que $\frac{P_{\min}}{P_{\max}} = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)$. De même, $P_{max} = \langle P \rangle (1 + \beta)$ avec $\langle P \rangle$ la valeur moyenne de la puissance crête du plateau de l'impulsion (égale ici à la puissance crête de l'impulsion avant filtrage). Nous pouvons alors exprimer $\Delta \phi$

¹²⁶ Pour rappel, $\beta = \frac{I_{max}}{I_{moy}} - 1$ est une grandeur qui permet de quantifier les surmodulations temporelles.

¹²⁴ Générant des modulations d'amplitude de basses fréquences.

¹²⁵ Générant des modulations d'amplitudes de hautes fréquences.

¹²⁷ Nous utilisons ici I et P de manière équivalente.

¹²⁸ Le calcul utilise l'égalité $P_{moy} = (P_{max} + P_{min})/2$ qui n'est plus vraie lorsque la modulation d'amplitude est composée de plusieurs fréquences. Dans ce cas, P_{moy} dépend des relations de phase entre les différentes composantes de la modulation d'amplitude.

en fonction de $\langle B \rangle^{129}$ et de β par $\Delta \phi = 2\beta \langle B \rangle$. En rappelant que le chirp s'exprime par $\delta \omega = -\frac{\partial \phi}{\partial T}$. L'ordre de grandeur du chirp généré par l'association de l'intégrale B et de la conversion FM/AM est alors :

$$\left|\delta\omega\right| = \frac{4\beta \langle B \rangle}{T_0}$$
 Éq. 6

Où $\langle B \rangle$ représente l'intégrale B accumulée par l'impulsion non filtrée, β le facteur de surmodulation de l'impulsion en entrée de fibre et T₀ la période de la modulation d'amplitude. Ainsi, dans ce cas simple, cette expression montre que la dégradation du spectre de l'impulsion dépend du produit $\beta \langle B \rangle$. Ce résultat est illustré sur la Figure III-19 et la Figure III-20.

La première met en avant l'effet de l'augmentation de l'intégrale B pour une valeur constante de β . Pour ce faire, nous présentons les caractéristiques temporelles et spectrales de deux impulsions identiques mais de puissance crête différentes. Pour ces deux impulsions, la largeur du filtre est fixée à 52.5 GHz et génère une modulation d'amplitude sinusoïdale à 4 GHz de facteur de surmodulation β =10 %. Les puissances crêtes (après filtrage) de chacune des impulsions permettent d'obtenir respectivement 10 et 30 radians d'intégrale B après 15 m de propagation dans la silice. D'après l'expression précédente, les ordres de grandeur du chirp lié au couple (B; β) de ces deux impulsions sont respectivement de 16 et 48 rad.ns⁻¹ En les comparant au chirp de la modulation de phase (56 rad.ns⁻¹), nous en déduisons que pour la première impulsion, l'effet de l'intégrale B reste faible devant la modulation de phase. Cela est confirmé par la simulation en constatant Figure III-19 que la largeur spectrale de l'impulsion après transport est sensiblement égale à la largeur initiale (bien que la DSP caractéristique de la modulation de phase soit déjà perturbée). Dans le cas de la seconde impulsion, le chirp lié à l'association de la modulation d'amplitude et de la phase non linéaire est quasiment égale à celui de la modulation de phase initiale. L'effet sur le spectre de l'impulsion est alors bien plus visible puisque nous constatons une augmentation de la largeur spectrale de l'impulsion de l'ordre de 50 %.

¹²⁹ est associée à la puissance crête <P>.

Figure III-19 : Caractéristiques temporelles et spectrales, après propagation, d'une impulsion présentant en entrée de fibre une modulation d'amplitude à 4 GHz de facteur de surmodulation β=10 %. Celle-ci est générée en appliquant à l'impulsion (super gaussienne d'ordre 12, de durée 2 ns modulée en phase (fm=2 GHz m=7 rad)) un filtrage gaussien de 52.5 GHz centré à 1053 nm. L'impact de l'intégrale B sur les caractéristiques de cette impulsion est représenté pour B=10 rad (gauche) et B=30 rad (droite).

Figure III-20 : Caractéristiques temporelles et spectrales, après propagation, d'une impulsion ayant accumulée une phase non linéaire de 30 radians. L'impulsion propagée est une super gaussienne d'ordre 12, de durée 2 ns, modulée en phase (fm=2 GHz m=7 rad)) qui présente des modulations d'amplitude à 4 GHz. Ces modulations sont créées en appliquant à l'impulsion un filtrage gaussien centré à 1053 nm. La dégradation des caractéristiques de l'impulsion soumise à 30 radians d'intégrale B est donnée pour trois valeurs de facteur de surmodulation en entrée de fibre : $\beta=5$ % (gauche), $\beta=10$ % (centre) et $\beta=30$ % (droite). Ces valeurs de surmodulation sont obtenues en utilisant des filtres de largeur respectif 72.5 GHz, 52.5 GHz et 30 GHz.

La Figure III-20 met en avant l'effet de l'augmentation de facteur de surmodulation β en fixant la valeur de l'intégrale B à 30 radians (limite que nous nous sommes fixée ici en lien avec la limitation Raman). Pour ce faire, nous présentons le cas de trois impulsions ayant subi un filtrage gaussien centré autour de 1053 nm de largeur totale à mi-hauteur respective de 72.5, 52.5 et 30 GHz menant à des facteurs de surmodulation de 5, 10 et 30 %. L'ensemble des caractéristiques temporelles et spectrales de ces impulsions sont présentées Figure III-20. Grâce au calcul d'ordre de grandeur précédent, nous trouvons que les chirp qui résultent des trois couples (B ; β) sont respectivement de 24, 48 et 144 rad.ns⁻¹. Ainsi, toujours en comparant ces valeurs aux 56 rad.ns⁻¹ lié à la modulation de phase, l'impact spectral de la combinaison de l'intégrale B et de la conversion FM/AM ne peut être négligé dans aucun des trois cas présentés. Les résultats des simulations le montrent très clairement. Nous voyons en effet l'élargissement du spectre de l'impulsion pour les trois valeurs de β . Cet élargissement est de l'ordre de 30 % pour β =5 %. Pour β =30 %, la largeur spectrale de l'impulsion est plus que doublée.

Ces résultats montrent que malgré les faibles valeurs d'intégrales B considérées (faibles par rapport aux ordres de grandeurs présentés Figure III-16), celles-ci entraînent des dégradations non négligeables du spectre d'impulsions présentant des modulations d'amplitudes en entrée de fibre de transport. Ces dégradations se manifestent par la modification de la DSP de chaque raie du spectre initiale et par l'augmentation de sa largeur totale. Ainsi, même dans le cas d'impulsions présentant de faibles modulations, les dégradations sont clairement visibles. On notera par exemple l'augmentation de 30 % de la largeur spectrale de l'impulsion de facteur de surmodulation $\beta=5$ % et ce pour une intégrale B de 30 radians. *Ces premiers résultats soulignent d'ores-et-déjà la nécessité de minimiser l'intégrale B lors du transport*. Enfin, l'impact de la fréquence de la modulation d'amplitude n'est pas illustré ici. Toutefois, l'expression établie souligne clairement que des modulations de hautes fréquences auront un impact important sur le spectre. Le cas de la conversion FM/AM anormale, génératrice de telles modulations, est présenté ci-dessous et permettra de vérifier ce résultat.

4.3.2.2 Conversion FM/AM par filtrage spectral de type interféromètre

Nous présentons dans cette partie le cas d'une impulsion super-gaussienne, d'ordre 12 et de durée 2 ns sur laquelle est appliqué un filtrage de type interféromètre. Comme indiqué dans le premier chapitre, ce filtrage consiste à faire interférer deux ondes. Il est modélisé par une fonction de transfert dont les paramètres physiques pertinent sont le retard temporel τ d'une onde par rapport à l'autre et par le taux d'extinction (TE) entre ces deux ondes¹³⁰. Pour rappel, ce type de fonction de transfert génère des modulations d'amplitude à haute fréquence souvent composées de plusieurs harmoniques de la fréquence de modulation. Il est donc plus délicat d'exprimer l'ordre de grandeur du chirp issu de différents couples (B ; β)¹³¹. Toutefois, si la présence de hautes fréquences dans la forme temporelle des impulsions devrait engendrer des distorsions plus importantes du spectre par rapport à un filtrage gaussien, le comportement général doit être identique. À savoir, la dégradation du spectre est d'autant plus importante à mesure que l'intégrale B et/ou le facteur de surmodulation augmente. Ces comportements sont illustrés sur la Figure III-21 et la Figure III-22.

La première figure met en avant l'effet de l'augmentation de l'intégrale B pour une valeur constante de β . Dans ce premier exemple, l'extinction entre les deux ondes est prise égale à 12.5 dB et le retard temporel fixé à 100 ps. Nous obtenons ainsi une impulsion avec une modulation d'amplitude dont le spectre électrique fait apparaître des composantes à 6, 8, 12, 16 et 20 GHz associées à un facteur de surmodulation de 10 %. Une telle impulsion est alors propagée dans 15 m de fibre en silice. Nous illustrons l'effet de la phase non linéaire accumulée en prenant le cas de deux impulsions avec des valeurs de puissance crête menant respectivement à une intégrale B de 10 et 30 radians. L'ensemble des caractéristiques spectrales et temporelles de ces impulsions sont présentées Figure III-21. Les formes temporelles montrent clairement la présence de modulations composées de plusieurs fréquences. Les distorsions spectrales qui en sont issues sont importantes. Dans le cas du couple (B=10 rad ; β =10 %), nous constatons ainsi une augmentation de 40 % de la largeur spectrale du signal. Pour (B=30 rad ; β =10 %), la largeur du spectre est triplée. Il est à noter que les distorsions obtenues ici sont bien plus importantes que celles que nous avions présentés Figure III-19 dans le cas du filtrage gaussien. Ceci confirme qu'à facteur de surmodulation égale, une impulsion qui présente des modulations d'amplitudes de hautes fréquences est nettement plus sensible aux effets de la phase non linéaire (comme attendu).

¹³⁰ Comme indiqué dans le premier chapitre, la phase de recombinaison joue un rôle important.

¹³¹ Cela est dû à la difficulté d'exprimer P_{min}/P_{max} en fonction de β . En effet, $\langle P \rangle \neq (P_{max} + P_{min})/2$. $\langle P \rangle$ dépend en réalité des relations de phase entre les différentes composantes spectrales de la modulation d'amplitude.

Figure III-21 : Caractéristiques temporelles et spectrales, après propagation, d'une impulsion présentant en entrée de fibre une modulation d'amplitude composée de fréquences à 6, 8, 12, 16 et 20 GHz. Le facteur de surmodulation qui en résulte est β=10 %. Ces modulations sont générées en appliquant à l'impulsion (super gaussienne d'ordre 12, de durée 2 ns modulée en phase (fm=2 GHz m=7 rad)) un filtrage de type
« interféromètre ». Cette fonction de filtrage est créée par l'interférence de deux ondes possédant, entres-elles, un taux d'extinction de 12,5 dB et un retard de 100 ps. L'impact de l'intégrale B sur les caractéristiques de cette impulsion est donné pour B=10 rad et B=30 rad.

Figure III-22 : Caractéristiques temporelles et spectrales, après propagation, d'une impulsion ayant accumulée une phase non linéaire de 30 radians. L'impulsion propagée est une super gaussienne d'ordre 12, de durée 2 ns, modulée en phase ($f_m=2$ GHz m=7 rad)) et qui présente une modulation d'amplitude composée de fréquences à 6, 8, 12, 16 et 20 GHz. Ces modulations sont créées en appliquant à l'impulsion un filtrage de type interféromètre. La dégradation des caractéristiques de l'impulsion soumise à 30 radians d'intégrale B est donnée pour trois valeurs de facteur de surmodulation en entrée de fibre : $\beta=5$ %, $\beta=10$ % et $\beta=30$ %. Ces valeurs de surmodulation sont obtenues en utilisant, pour le filtrage, des taux d'extinction respectifs de 15.5, 12.5 et 7 dB entre les ondes qui interfèrent (le retard entre les ondes est fixé à 100 ps).

La Figure III-22 met en avant l'effet de l'augmentation de facteur de surmodulation β en fixant la valeur de l'intégrale B à 30 radians. Pour cela, nous prenons le cas de trois impulsions ayant subies un filtrage de type interféromètre pour lequel le retard entre les deux ondes est fixé à 100 ps et les taux d'extinctions sont respectivement de 15.5, 12.5 et 7 dB. Ces impulsions présentes alors des facteurs de surmodulation de 5, 10 et 30 %. Leurs caractéristiques sont présentées Figure III-22. Dans ces exemples, quel que soit le facteur de surmodulation considéré, l'élargissement spectral est très important. Pour β =5 %, la largeur spectrale est plus que doublée. Pour β =30 %, le spectre final atteint une largeur supérieure au nanomètre (spectre initial ~ 100 pm)¹³².

Ces résultats montrent que malgré les faibles valeurs d'intégrales B considérées, les distorsions spectrales qui résultent de la combinaison de l'automodulation de phase et d'une conversion FM/AM anormale sont très importantes. Ces distorsions se manifestent par une augmentation conséquente de la largeur spectrale du signal après propagation. Ainsi, même dans le cas d'impulsions présentant de faibles modulations, les dégradations sont clairement visibles. On notera par exemple le doublement de la largeur spectrale de l'impulsion de facteur de surmodulation $\beta=5$ % et ce pour une intégrale B de 30 radians. Si de tels élargissements ne semblent pas problématiques pour assurer la fonction anti-Brillouin, leurs impacts sur l'efficacité de la fonction lissage dans le cas de la double modulation restent à étudier. Toutefois, cette étude n'a pas été réalisée puisqu'il est de toute manière inenvisageable d'injecter des impulsions possédant une telle largeur spectrale dans le reste de la chaîne. En effet, à l'image de la source fibrée, les étages en aval peuvent également être source de conversion FM/AM. Nous pouvons citer entre autres la courbe de gain de l'amplification dans le verre dopé néodyme ainsi que l'acceptance spectrale de la conversion de fréquence qui peuvent toutes deux être modélisées par une fonction de transfert en amplitude. De même, la dispersion des réseaux de fin de chaînes correspond à une fonction de transfert en phase. Ainsi, la propagation d'un signal dont le spectre est aussi large (voire bien plus lorsque les deux modulations de phase sont utilisées) que ceux présentés Figure III-21 et Figure III-22 mènerait ainsi à une conversion FM/AM extrêmement importante dans la chaîne et probablement à un endommagement catastrophique des optiques. Sans en arriver à de telles modifications du spectre des impulsions, quelle est réellement la limite des distorsions spectrales compatible de l'injection du reste de la chaîne¹³³ ? Afin de répondre à cette question non triviale, une étude, initiée par les résultats présentés ci-dessus, est en cours en interne. Les conclusions de ces travaux nous permettront notamment de savoir si les diagnostics dont nous disposons aujourd'hui pour caractériser nos impulsions en sortie de nos systèmes fibrés nous

¹³² Ces calculs ont été réalisés avec des impulsions modulées uniquement avec la fonction anti-Brillouin (largeur spectrale initiale ~35 GHz). Nul doute que l'effet combiné d'une fonction de transfert anormale et de 30 radians d'intégrale B sur une impulsion soumise à la double modulation résulterait en une largeur spectrale de plusieurs nanomètres devenant très problématique dans le reste de la chaîne comme spécifié dans la suite.

¹³³ Cette question n'avait pas été soulevée jusqu'alors dans le cadre du LMJ puisque, pour limiter les perturbations spatiales su faisceau, l'intégrale B de la chaîne est limitée à 3 radians. Quant à celle de la source, au vu des puissances crêtes en jeu (≤ 1 W), elle reste très faible.

permettent de garantir leur compatibilité pour l'injection de la chaîne malgré des valeurs importantes d'intégrale B¹³⁴.

Pour l'ensemble de ces raisons, il est impératif de minimiser le plus possible l'intégrale B lors du transport fibré de nos impulsions.

¹³⁴ Par exemple, avec 30 radians d'intégrale B, qu'elle est le niveau maximum de surmodulations acceptable ? Si cette valeur est inférieure au bruit du systèmes de mesure de la forme temporelle (bruit d'intensité de quelques pourcents), il faudra trouver d'autres systèmes de caractérisation !

Impact de la phase non linéaire et limitations : synthèse

4.4

Nous avons présenté dans cette partie les limitations liées à l'intégrale B accumulée lors du transport fibré sur 15 m de nos impulsions. Après avoir rappelé que les phénomènes spatiaux liés l'effet Kerr peuvent être négligés dans notre cas ($P_c \le 300 \text{ kW}$), nous nous sommes focalisés sur l'auto-modulation de phase, pendant temporel de l'auto-focalisation. Un calcul rapide d'ordre de grandeur a permis de souligner les valeurs très importantes d'intégrale B qui peuvent être accumulée lors du transport fibré d'impulsions de forte puissance crête. À titre d'exemple, une impulsion de 50 kW crête transportée sur 15 m dans une fibre en silice de 35 µm de MFD accumulera une phase non linéaire supérieure à 140 radians. Toutefois, en tenant compte du seuil Raman fixé aux alentours de 10 W/µm² pour les fibres en silice, une valeur maximale d'intégrale B de 30 radians a été considérée. Dans cette limite, nous avons montré que dans le cas d'une impulsion carrée (super-gaussienne d'ordre élevé), les modifications spectrales issues de la phase non linéaire sont négligeables. En effet, pour ce type de profil temporel, les nouvelles fréquences sont générées uniquement sur les fronts de l'impulsion et possède donc, dans une vision intégrée, une faible énergie en comparaison de la fréquence centrale de l'impulsion. Toutefois, afin de prendre en compte l'ensemble des propriétés de notre signal (en plus du profil temporel carré), il est nécessaire d'étudier l'impact de la modulation de phase sur les distorsions spectrales générées par effet Kerr. Pour ce faire, deux cas de figure ont été distingués.

Le premier est celui d'impulsions modulées mais non filtrées. Dans ce cas, pour une impulsion modulée à 2 GHz, et dans la limite des 30 radians d'intégrale B, la DSP de chaque raie du spectre est légèrement modifiée. Le faible élargissement spectral qui en résulte n'affecte toutefois pas la fonction anti-Brillouin. Pour une impulsion modulée à 14,25 GHz, les modifications du spectre semblent négligeables. Afin de s'en assurer, il serait toutefois nécessaire de quantifier l'impact sur la fonction de lissage de la tache focale des distorsions spectrales liées à une intégrale B de 30 radians dans le cas d'une impulsion soumise aux deux modulations de phase (2 et 14,25 GHz). Une telle étude sort du cadre de cette thèse.

Le second cas correspond à celui d'impulsions soumises au phénomène de conversion FM/AM. Ce dernier entraîne la création de modulations d'amplitude couvrant l'ensemble du support temporel de l'impulsion. En présence d'une phase non linéaire de l'ordre de 30 radians, l'impact de ces modulations sur le spectre peut alors être important. De manière générale, il s'avère compliquer de quantifier les limitations liées à la coexistence de l'intégrale B et de la conversion FM/AM. La principale raison réside dans la difficulté de déterminer la fonction de transfert d'un système optique composé de nombreux éléments. La stratégie adoptée ici a donc consistée à illustrer, sur quelques exemples, les distorsions spectrales d'impulsions ayant subies un filtrage particulier avant propagation. Le cas de la conversion FM/AM « normale »¹²⁴ a ainsi été illustré par une fonction de transfert de type filtrage gaussien. À titre d'exemple, une impulsion présentant une modulation d'amplitude de fréquence 4 GHz et de facteur de surmodulation β =10 % (obtenue par l'application du filtre gaussien sur une impulsion modulée uniquement avec la fonction anti-Brillouin), a vu sa largeur spectrale croitre de 60 % après l'accumulation de 30 radians d'intégrale B. Pour la conversion FM/AM « anormale »¹²⁵, une fonction de transfert de type interféromètre a été utilisée. Dans ce cas, **du fait des modulations**

d'amplitude de hautes fréquences, les distorsions spectrales sont bien plus importantes. En effet, pour une impulsion présentant une modulation d'amplitude de facteur de surmodulation de seulement 5 % et toujours pour 30 radians d'intégrale B, la largeur spectrale de l'impulsion est doublée. Lorsque β =30 %, cette largeur spectrale est multipliée par 10 atteignant ainsi une largeur de bande supérieur au nanomètre (malgré un spectre initial de 120 pm issue de la modulation de phase anti-Brillouin seule). Comme indiqué précédemment, il est inenvisageable d'injecter des impulsions possédants de telles largeurs de bande dans le reste de la chaîne en raison notamment de la conversion FM/AM qui en résulterait. Aujourd'hui, dans la limite de 30 radians d'intégrale B, le niveau de modulations d'amplitudes compatible de l'injection de la chaîne n'a pas été quantifié. Il s'agit en effet d'une question difficile qui nécessite de prendre en compte l'ensemble de la chaîne laser. Ainsi, et même si nous sommes en capacité de réaliser des systèmes fibrés de forte énergie présentant un niveau très réduit de conversion FM/AM, il s'avère impératif de minimiser la phase non linéaire accumulée lors du transport des impulsions. Pour satisfaire à cette exigence, les fibres HC représentent une fois de plus une solution très intéressante. En effet, l'indice non linéaire de l'air étant inférieur de trois ordres de grandeur à celui de la silice, les niveaux d'intégrale B générées sont très fortement minimisés. À titre d'exemple une impulsion de 3 ns et 500µJ (~170 kW) transportée sur 15 m dans une fibre HC de 20 µm de MFD résulte en une intégrale B de seulement 2 radians. Dans ces conditions, les caractéristiques des impulsions en sortie des systèmes d'amplification présentés dans le chapitre précédent semblent tout à fait compatibles de l'injection du reste de la chaîne.

5 Conclusions et synthèse sur les limitations théoriques liées aux effets non-linéaires pour notre problématique de transport fibré d'impulsions

Nous avons présenté ici des calculs d'ordre de grandeurs liés à trois effets non linéaires susceptibles d'être les plus limitant pour le transport fibré d'impulsions de forte énergie/puissance crête. Nous avons ainsi considéré la diffusion Raman stimulée, la diffusion Brillouin stimulée ainsi que l'auto modulation de phase. Si la diffusion Brillouin apparaît souvent comme la plus limitante pour le transport d'impulsions, nous avons montré que le format de modulation de phase anti-Brillouin du LMJ et surtout l'utilisation d'impulsions de durée inférieur à 10 ns permettent de repousser le seuil d'apparition de la SBS au-delà du seuil Raman. Pour des fibres dites standard, c'est-à-dire pour lesquelles le faisceau se propage dans la silice, la limitation en termes d'intensité crête se situe ainsi pour nos impulsions (durée inférieure à 10 ns, modulées en phase...) aux alentours de 10 W/µm². De la même manière, la limitation des fibres HC semble résider, elle aussi, dans la diffusion Raman stimulée. Dans ce cas par contre, le seuil en intensité se situe aux alentours de 40 $W/\mu m^2$. De plus, l'utilisation de systèmes d'injection d'autres gaz ou permettant d'obtenir un vide léger dans ces fibres semble permettre de repousser cette limitation à des niveaux d'intensité probablement bien supérieurs à ceux de notre application. Pour le phénomène d'auto-modulation de phase, et en tenant compte de cette limitation Raman, la valeur maximale de phase non linéaire pouvant être accumulée lors de la propagation de nos impulsions a été fixée à 30 radians. Nous avons illustré, dans cette limite, les dégradations spectrales issues du phénomène d'auto-modulation de phase. Dans le cas d'impulsions super-gaussiennes, modulées en phase mais ne présentant pas de modulations d'amplitude, les distorsions spectrales restent acceptables. En revanche, dans le cas d'impulsions soumises au phénomène de conversion FM/AM avant ou pendant le transport, l'effet de la phase non linéaire sur les propriétés spectrales de nos impulsions devient réellement limitant. En particulier, les modulations de hautes fréquences issues d'une conversion anormale (illustré ici par filtrage de type interféromètre) entraînent des dégradations très importantes du spectre du signal malgré de faibles valeurs d'intégrale B (< 30 radians) et de facteur de surmodulation ($\beta \approx 5$ %). La dégradation du spectre se manifeste principalement par une augmentation de sa largeur. Celle-ci peut alors s'avérer critique lors de la propagation du signal dans le reste de la chaîne laser en induisant une conversion FM/AM importante pouvant mener à l'endommagement voire à la casse de certaines optiques. Une étude est aujourd'hui en cours en interne sur le sujet mais nous ne disposons pas, à ce jour, de critères quantitatifs sur la valeur maximale admise pour le facteur de surmodulation avant transport dans cette limite de 30 radians d'intégrale B. Ainsi, bien que nous soyons aujourd'hui capables de réaliser des systèmes d'amplification fibrés de forte énergie qui présentent souvent un niveau très faible de conversion FM/AM (chapitre 2), la minimisation de la phase non linéaire accumulée pendant le transport s'avère un point critique. Pour cela, et de manière équivalente aux effets Brillouin et Raman, les fibres HC apparaissent comme particulièrement pertinentes. Ainsi, l'utilisation d'une telle solution permet de repousser le seuil d'apparition de la diffusion Raman stimulée, semblent éliminer les problèmes liés à la diffusion Brillouin et permet de minimiser fortement $(n_{2 \text{ (silice)}} \approx 1000 \text{*} n_{2 \text{ (air)}})$ les dégradations spectrales liées à l'intégrale B. Nous verrons dans le prochain chapitre que les premières démonstrations expérimentales réalisées avec ce type de fibres semblent confirmer ce potentiel.

Pour conclure, il est important de garder à l'esprit que l'ensemble des résultats présentés ici sont issus de modèles basés sur un certain nombre d'approximations. Les valeurs des paramètres utilisées pour ces calculs sont également représentatives du comportement moyen de fibres standards et peuvent varier d'une fibre à l'autre. De même, les différentes stratégies pouvant être mise en œuvre lors de la fabrication des fibres (design particulier, composition chimique particulière...) ou de leur mise en œuvre (application d'un gradient thermique, de contraintes mécaniques...) et visant à repousser les seuils d'apparition de ces effets non-linéaire n'ont pas été prises en compte ici. Enfin, d'autres phénomènes peuvent potentiellement générer la dégradation des caractéristiques de nos impulsions. Par exemple, de nouvelles fréquences peuvent être générées par mélange à quatre ondes entrainant des pertes à la longueur d'onde du signal et une dégradation des propriétés temporelles de nos impulsions. Ainsi, les résultats obtenus dans ce chapitre ne nous dédouanent pas de la réalisation de démonstrations expérimentales permettant de vérifier la faisabilité du transport sur 15 m de nos impulsions.

Dans ce sens, le quatrième et dernier chapitre présente un recensement non exhaustif de différentes fibres pouvant être utilisées pour réaliser cette fonction. Les ordres de grandeurs déterminés ici permettront alors de les discriminer du point de vue des effets non linéaires. Les fibres qui répondent au mieux au cahier des charges globale (pertes, comportement modal, effets non linéaires, minimisation de la conversion FM/AM...) seront alors testées.

IV.

Expériences de transport fibré d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête

Pour rappel, le but des deux derniers chapitres de ce manuscrit est de répondre à la question suivante :

Dans le cas de l'utilisation d'une source de nouvelle génération (de plus forte énergie) et en respectant l'architecture actuelle du LMJ (distance source/MPA de l'ordre de 15 m), est-il toujours possible d'effectuer le transport de nos impulsions de manière fibrée ?

Pour y répondre, nous avons établi dans le chapitre précédent les ordres de grandeurs des limitations liées aux principaux effets non linéaires. Les effets Brillouin, Raman et d'automodulation de phase ont été pris en compte. Des limites en intensité de 10 et 40 W/µm² ont ainsi été établies respectivement pour les fibres en silice et les fibres à cœur creux. Nous avons également pu souligner la nécessité de minimiser au maximum la phase non linéaire accumulée lors de la propagation sans toutefois pouvoir donner, à ce jour, de limite quantitative sur sa valeur¹³⁵. Afin de converger vers une solution consistante de notre application de transport d'impulsions dans le cadre d'une installation laser de puissance telle que le LMJ, ces limitations doivent être ajoutées au cahier des charges, déjà très lourd, établi en début de manuscrit. Le but de ce quatrième et dernier chapitre est alors de réaliser les premières démonstrations expérimentales de transport fibré d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête.

Ainsi, dans un premier temps, nous présenterons une liste (bien sûr non exhaustive) de fibres de nature et de mécanismes de guidage divers permettant de réaliser cette fonction de transport. Au terme de comparaisons entre les propriétés de ces fibres et notre cahier des charges, trois fibres seront identifiées pour la réalisation des démonstrations expérimentales. Il s'agira de trois fibres à cœur creux dont le potentiel pour la minimisation des effets non linéaires a été largement souligné dans le chapitre précédent. Dans un second temps, le principe et les résultats des tests de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête seront présentés. En particulier, seront soulignés les très bons résultats obtenus avec une de ces trois

¹³⁵ Ou inversement sur la valeur du facteur de surmodulation (modulations d'amplitude liées au phénomène de conversion FM/AM) dans la limite des 30 radians d'intégrale B fixée par le seuil Raman.

fibres en termes de minimisation de la conversion FM/AM (paramètre au combien critique pour notre application) et des distorsions spectro-temporelles issues des effets non linéaires. Ces résultats confirmeront le fort potentiel qu'offrent de telles solutions. Nous serons alors en capacité de conclure sur les possibilités actuelles des fibres optiques de nouvelle génération pour effectuer le transport d'impulsions de forte énergie/puissance crête dans le cadre d'installations laser de puissance telles que le LMJ. Nous terminerons alors par des commentaires sur les axes d'améliorations nécessaires à la convergence de leurs caractéristiques vers le cahier des charges d'une telle installation.

1 Les Fibres de transport

1.1 Généralités

Comme indiqué dans le chapitre précédent, le fort confinement de l'énergie lumineuse combiné à de grandes longueurs d'interactions avec la silice offre un terrain favorable à l'apparition d'effets non linéaires. Les simulations présentées mettent clairement en lumière les dégradations des caractéristiques spectro-temporelles des impulsions résultantes de ces effets. Ils s'avèrent donc indispensable de s'en affranchir pour des applications type LMJ. Pour ce faire, quatre paramètres ont été identifiés dans le chapitre précédent : la longueur de propagation dans la fibre, l'aire sur laquelle se propage le faisceau dans celle-ci, le milieu dans lequel l'impulsion se propage et enfin la durée de ces impulsions (effet Brillouin).

Dans notre cas, la longueur de propagation est fixée à 15m et correspond à l'ordre de grandeur de la distance entre les baies chaînes et les MPA. De même, la durée (et la forme) des impulsions est dictée par l'expérience de physique à réaliser et ne peut être choisie de telle sorte à minimiser l'apparition de la SBS. Deux options restent donc à notre disposition. L'utilisation de fibres optiques de grande aire effective (fibre LMA pour *large mode area*) permettant de limiter l'intensité crête ou/et l'utilisation de fibres à cœur creux (HC). Ces dernières permettent en effet de transporter le signal dans l'air, dans différents gaz voire même dans un vide léger repoussant ainsi, comme présenté dans le chapitre précédent, l'apparition des effets non linéaires liés à l'intégrale B et aux différents phénomènes de diffusion inélastique (Brillouin, Raman).

Cette section présente donc un « recensement » des fibres envisagées pour réaliser le transport d'impulsions nanosecondes de puissance crête comprise entre 1 et 50 kW sur une longueur de 15m. Les fibres sont présentées dans un tableau permettant une vision claire et synthétique de leurs propriétés. Une discussion comparative fera ressortir trois fibres pouvant satisfaire le cahier des charges imposé. Ces fibres seront alors testées en configuration transport dans la seconde partie du chapitre.

1.2 Fibres envisagées pour réaliser le transport d'impulsions de forte puissance crête

Nous présentons dans cette partie un ensemble de fibres pouvant être utilisées pour réaliser le transport sur 15 m d'impulsions nanosecondes de puissance crête comprise entre 1 et 50 kW. Bien que non exhaustif, ce panel est représentatif de l'état de l'art actuel des fibres optiques disponibles au niveau industriel et académique.

1.2.1 Présentation des différents types de fibre

Les limites technologiques actuelles de fabrication des fibres à saut d'indice conventionnelles (comme celles des sources du LMJ) garantissent un comportement monomode à 1053 nm pour des diamètres de mode (MFD) de 30 μ m maximum [35]^{136[94]}. Toutefois, les simulations présentées dans le chapitre précédent indiquent qu'un tel MFD n'est pas suffisant pour préserver les caractéristiques spectro-temporelles de nos impulsions lors de leur transport depuis les baies de chaînes jusqu'aux MPA.

 $^{^{136}}$ Toutefois, pour les fibres disponibles commercialement, la limite semble se trouver aujourd'hui aux alentours des 15 $\mu m.$

Afin de repousser cette limitation, nous avons souligné dans les chapitres précédent qu'un certain nombre de développements scientifiques et techniques récents ont mené à la mise au point de fibres de nature et de comportement très différents. Nous trouvons ainsi dans les fibres « présélectionnées » et présentées dans le Tableau 7 des fibres de deux natures différentes :

- Les fibres « toutes solides » dont le cœur est en silice
- Les fibres à cœur creux (HC)

Les six premières fibres du Tableau 7 possèdent ainsi un cœur en silice et les trois dernières un cœur creux. L'autre point qui les différencie est le mécanisme physique de guidage utilisé. Sont ainsi présentes dans le Tableau 7, des fibres basées sur les cinq mécanismes suivants :

- **RTI** : Guidage par réflexion totale interne
- **RTIM** : Guidage par réflexion totale interne modifiée
- **BIP** : Guidage par *bande interdite photonique*
- Bragg : Guidage par réflexion de Bragg aux interfaces cœur/gaine
- IC : Guidage par *couplage inhibé*

Afin de ne pas alourdir le discours, aucun détail sur la physique des différents mécanismes n'est abordé ici. Tout juste est-il bon de garder à l'esprit que l'objectif principal qui motive l'utilisation de tels mécanismes de guidages est l'obtention de fibres monomodes de grandes aire modale (MFD > 15 μ m) ou dont les propriétés intrinsèques permettent de minimiser l'impact des effets non linéaires (guidage dans l'air).

1.2.2 Tableau de spécifications des fibres « présélectionnées »

Le Tableau 7 regroupe neuf fibres optiques passives (non dopées) sélectionnées pour obtenir un panel représentatif des solutions disponibles aujourd'hui pour réaliser le transport d'impulsions. Sont indiquées dans ce tableau, des informations générales telles que :

- « Nom » et provenance de chaque fibre
- Type de guidage mis en jeu
- Géométrie

Des informations relatives à la problématique des effets non linéaires telles que :

- Le diamètre de mode de chaque fibre (MFD)
- Les **pertes** de la fibre (linéiques et par courbures)
- Le matériau qui compose le cœur de la fibre

Ainsi que des informations relatives aux contraintes de conversions FM/AM lors du transport telles que :

- Le comportement en **polarisation** de chaque fibre
- Le comportement **modal** de chaque fibre
- La dispersion chromatique de chaque fibre

À noter que le comportement modal des fibres est quantifié ici sur une échelle de seulement trois possibilités (monomode, légèrement multimode et multimode) permettant dans un premier temps d'éliminer les fibres présentant un comportement multimode. Pour les trois fibres avec lesquelles nous réaliserons nos démonstrations expérimentales de transport d'impulsions, des mesures quantitatives (méthode du S²) seront présentées dans la section 2.

1.3 Choix des fibres à tester

Afin de fournir une solution consistante d'une implantation sur une installation type LMJ, la fibre de transport utilisée devra satisfaire le cahier des charges présenté dans le premier chapitre. Nous rappelons ci-dessous les principales caractéristiques requises pour le transport :

- Comportement modal : monomode (extinction avec modes d'ordre supérieur > 25 dB)
- Comportement en polarisation : **PER > 25 dB**
- Pertes linéiques < 0,1 dB/m (E_{out}/E_{in} > 70% après 15 m de propagation)
- Pertes par courbure : négligeables pour $R_c > 20$ cm

En plus de ces spécifications, nous avons établi dans le chapitre précédent qu'il est impératif de travailler avec des fibres LMA afin de limiter les dégradations spectro-temporelles de nos impulsions issues d'effets non linéaires néfastes. Ainsi, les fibres présentées ci-dessous possèdent un MFD compris entre 7,5 et 70 µm.

Nous subdivisons dans la suite, de manière arbitraire, ce panel de fibre en deux catégories. La première regroupe les fibres « toutes solides » possédant un MFD inférieur à 35 μ m. La deuxième catégorie rassemble le reste du panel. Cette dichotomie revient à considérer de manière distincte le cas du transport d'impulsions de puissance crête inférieure à 10 kW et le cas d'impulsions plus puissantes¹³⁷.

1.3.1 Transport d'impulsions de puissance crête inférieure à 10 kW

Pour des impulsions de durée inférieur à 10 ns, une distance de propagation de 15 m et afin de s'affranchir des effets non linéaires, le chapitre précédent a permis de fixer une limite théorique en intensité à 10 W/ μ m². Cette limite correspond au seuil d'apparition de la diffusion Raman stimulée qui, dans ces conditions (durée d'impulsions, distance de propagation...), apparait comme l'effet non linéaire le plus limitant. Nous pouvons donc nous restreindre ici

¹³⁷ Critère basé sur les limitations en termes d'effets non linéaires établis dans le chapitre précédent.

aux quatre premières fibres¹³⁸ du Tableau 7 pour dimensionner un système de transport d'impulsions de plusieurs kilowatts crêtes (< 10 kW). La première (PM-1060-L) permettrait, dans cette limite, le transport d'impulsions d'une puissance crête maximum de 865 W. La dernière (DC-200/40-PZ-Si) offrirait quant à elle la possibilité de transporter des impulsions de 8 kW de puissance crête. Disponibles commercialement ^{139[86]}, ces quatre fibres présentent également (Tableau 7) des caractéristiques qui semblent en accord avec le cahier des charges rappelé ci-dessus. Des tests de transport sur 15 m d'impulsions de plusieurs kilowatts pourraient alors être réalisés avec ces fibres. Aujourd'hui, ces tests n'ont pas été effectués. En effet, bien que représentant une réelle possibilité de montée en puissance (crête et moyenne) de la source fibrée actuelle du LMJ¹⁴⁰, de telles impulsions sont encore assez éloignées de notre objectif. Nous avons en effet démontré dans le chapitre 2 notre capacité actuelle à amplifier nos impulsions jusqu'à plusieurs centaines de microjoules. De même, l'objectif est, à terme, d'atteindre 1 mJ par impulsion. Dans ce sens, nous présentons ci-dessous cinq fibres à l'état de l'art susceptible de réaliser cette fonction. Nous en sélectionnerons finalement trois qui seront utilisées dans la section suivante pour la réalisation des premières démonstrations expérimentales de transport fibré d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête.

¹³⁸ Bien sûr, l'utilisation de fibres de MFD plus important est tout à fait possible (qui peut le plus peut le moins) mais de telles fibres sont souvent plus exotiques et plus complexes à mettre en œuvre !

¹³⁹ Hormis la fibre à mode fondamental aplati développée au Phlam.

 $^{^{140}}$ Pour rappel, la puissance crête délivrée par la source actuelle est de l'ordre de 100 mW pour une puissance moyenne de l'ordre de 10 μ W.

Fibre	Type de guidage	MFD (µm)	Maintien de polarisation	Comportement modal	Pertes (dB/m)	Matériau	Pertes par courbure	Dispersion	Géométrie de la fibre
(1) PM-1060-L (Nufern®)	RTI	10,5 (± 0.5)	PM B=3.10 ^{-4 (@1060nm)} Taux linéarité 30dB sur 5m (@980nm)	Monomode	< 0,005	Silice	0,02 dB/m @5 cm de rayon	~ Silice	•••
(2) LMA-PM-15 (NKT Photonics®)	RTIM	12,6 (± 1.5)	PM B=1,3.10 ⁻⁴	Monomode	< 0,01	Silice	Négligeables @ r≥15cm	~ -20 ps/km/nm	
(3) Fibre à mode fondamental aplati (Phlam)	RTIM	18	PM B=0,6.10 ⁻⁴	Monomode (Mesuré par S ² [86])	0,1	Silice	1dB/m @ r=15cm 0,1dB/m @ r=20cm	~ Silice	
(4) DC-200/40-PZ-Si (NKT Photonics®)	RTIM	32 (± 1)	Polarisante B=1,6.10 ⁻⁴	Légèrement multimode	~ 0,1	Silice	Utilisation avec $r \ge 17$ cm	~ Silice	

(5) Fibre à bande interdite photonique (Phlam)	BIP	35	PM B=3.10 ⁻⁴	Multimode	Élevées	Silice	Élevées	?	
(6) Fibre de Bragg pixélisée et hétérostructurée (Phlam)	BRAGG	69	Non PM	Monomode	Élevées	Silice	Élevées (Fibre rigide)	?	
(7) HC-1060 (NKT Photonics®)	BIP	7,5 (± 1)	Non PM	Monomode	< 0,1	Air	Négligeables @ r ~ 5 mm de rayon	120 ps/nm/km @1060 nm	
(8) PMC-C-Yb-7C (GloPhotonics®)	IC	39 (± 1)	Non PM	Légèrement multimode	0,05	Air	3dB/m @5cm de rayon	1 ps/nm/km @1030 nm	
(9) Fibre HC (Xlim)	IC	21 (± 1)	Non PM	Monomode (à confirmer)	0,1	Air	Négligeables Pour un rayon de courbure > 15 cm	?	Name of the second seco

Tableau 7 : Récapitulatif des différentes fibres pouvant être envisagées pour réaliser le transport d'impulsions de forte puissance crête sur 15m.
1.3.2.1 Cas des fibres « toutes solides »

En considérant pour les fibres en silice la limite théorique en intensité précédemment retenue de 10 W/µm², il est nécessaire d'utiliser des fibres possédant un MFD de 35 µm minimum pour transporter des impulsions de puissance crête supérieure à 10 kW. Deux fibres « toutes solides » présentant un tel MFD sont reportées dans le tableau ci-dessus. Il s'agit des fibres (5) et (6). Malheureusement, avec de tels diamètres de mode, il devient très compliqué de satisfaire le cahier des charges très contraint présenté plus haut. La principale difficulté reste bien sûr d'assurer un comportement monomode avec des MFD dépassant les 35 µm. Pour cela, un certain nombre de mécanismes de guidage (RTIM, BIP, BRAGG) permettent d'envisager un caractère strictement monomode malgré les diamètres de cœur considérés. Dans le cas contraire, des structurations (résonantes et non résonantes) de la gaine de la fibre peuvent être ajoutées pour permettent la « fuite »¹⁴¹ des modes d'ordres supérieurs hors du cœur lors de la propagation et l'obtention d'un comportement monomode en sortie de fibre. Si la réalisation sous COMSOL de structures de fibres basées sur ces mécanismes permet effectivement de trouver des designs alliant large cœur et comportement monomode, les contraintes de fabrication (maitrise fine des indices des verres utilisés dans les préformes (chimie des matériaux), maitrise de l'évolution relative des indices des différents composants de la structure de la fibre lors du tirage...) rendent leur réalisation très délicate. De même, l'extrême maîtrise des paramètres de tirage nécessaire à l'obtention d'un comportement effectivement monomode entraîne de réelles difficultés en matière de répétabilité de leur fabrication. On constate ainsi qu'une seule des deux fibres considérées ((5) et (6)) présente effectivement un comportement monomode¹⁴². Il s'agit de la fibre (6) qui possède un diamètre de mode de 69µm. Celui-ci, représente un des plus grands diamètres de mode actuellement disponible au niveau mondial pour les fibres monomodes à bande interdite photonique [36] et porterait notre capacité de transport en puissance crête à quasiment 40 kW (limitation 10 W/µm²). Toutefois, malgré ce fort potentiel, cette fibre ne pourra être utilisée pour réaliser le transport de nos impulsions. En effet, aucun dispositif permettant de maintenir la polarisation du faisceau lors de sa propagation n'est présent dans sa structure¹⁴³. Encore plus gênant, les pertes linéiques sont très importantes et les pertes par courbure telles que la fibre est en réalité un barreau millimétrique obligeant l'utilisateur à la disposer de manière parfaitement rectiligne. Dans ces conditions, cette fibre présente peu d'intérêt pour notre problématique de transport fibré sur 15 m. De manière générale, il s'est avéré impossible aujourd'hui de trouver des fibres « toutes solides » possédant des diamètres de mode supérieur à 35 µm satisfaisant dans le même temps nos critères de

¹⁴¹ Il s'agit en réalité d'introduire des pertes importantes pour les HOMs en comparaison des pertes du mode fondamental.

¹⁴² Une mesure de S² a été réalisée sur cette fibre mais les résultats ne sont pas présentés ici afin de ne pas alourdir le discours.

¹⁴³ L'ajout de barreaux de contraintes autour du cœur est envisageable mais rendrait la fabrication plus complexe. De plus, ces barreaux engendreraient des modifications du profil d'indice de la structure et créeraient, de part et d'autre du cœur, des zones de fort confinement du faisceau empêchant la fuite des modes d'ordre supérieur. Ces deux points compliquent alors l'obtention du comportement monomode recherché.

monomodalité, de maintien de polarisation et de pertes. De plus, un autre point dur réside en la capacité de ces fibres à maintenir des valeurs importantes d'aire effective lors de leur mise en œuvre. En effet, comme indiqué dans le premier chapitre, le mode subit lors de la courbure une déformation (le mode se déporte vers l'intérieur de la courbure, là où l'indice est le plus élevé) qui s'accompagne d'une diminution de son aire effective. Malheureusement, comme souligné précédemment, plus le diamètre de mode initial est important et plus cette diminution sera forte et rapide¹⁴⁴. À titre d'exemple, une fibre dont le mode fondamental possède un MFD initial (fibre droite) de 22 µm pourra être courbée, sans diminution significative de l'aire effective, jusqu'à des rayons de courbure inférieur à 10 cm. Pour un MFD initial de 45 µm, le même comportement est obtenu pour un rayon de courbure d'environ 1 m. Dans le cas extrême d'une fibre de 70 µm de MFD, cette limite se situe aux alentours des 5 m de rayon de courbure. Il semble donc très compliqué d'obtenir des fibres en silice permettant une minimisation suffisante des effets non linéaires et, dans le même temps, une utilisation sur des rayons de courbure compatible d'applications de transport d'impulsions (R < 20 cm). Fort de ces constats, nous nous sommes orientés vers les fibres à cœur creux qui présentent un certain nombre d'avantages permettant de converger vers le cahier des charges établi plus haut et dont la capacité à minimiser l'impact des effets non linéaires lors de la propagation a été largement souligné précédemment.

1.3.2.2 Cas des fibres à cœur creux

Un article très détaillé présente les propriétés linéaires et non linéaires des fibres à cœur creux [95]. Dans notre cas, nous nous contentons ci-dessous de souligner les avantages de ce type de fibre au regard de notre application.

Le premier avantage de ces fibres relève de la minimisation des effets non linéaires. Elles permettent en effet de repousser de 10 à environ 40 W/µm² la limite théorique d'intensité à ne pas dépasser. Cette nouvelle valeur est également liée au phénomène de diffusion Raman stimulée et prend en compte le cas d'une propagation dans l'air $({}^{g_R(Air)}/g_{R(Silice)} \cong 0,25)$. Cette limitation peut d'ailleurs être fortement augmentée grâce à l'utilisation de systèmes permettant d'assurer une propagation dans différents gaz (par exemple de l'argon) [96]. De même, ces fibres permettent de limiter la phase non linéaire accumulée lors de la propagation et les distorsions spectrales qui en résulte $\binom{n_2(Air)}{n_2(Silice)} \cong 10^{-3}$ ¹⁴⁵. Pour les mêmes puissances crêtes à transporter, il est ainsi possible de travailler avec des fibres de diamètre bien moins important que dans le cas des fibres en silice. Afin de rendre compte de leur potentiel, les caractéristiques de trois fibres HC ont été reportées dans le Tableau 7 (fibres ((7), (8) et (9))). La fibre (7) est basée sur un mécanisme de guidage de type bande interdite photonique (BIP). Les fibres (8) et (9) sont basées sur le mécanisme de couplage inhibé (IC). Ces trois fibres sont représentatives des solutions académiques et commerciales actuellement disponibles. Elles présentent des diamètres de mode respectifs de 7,5, 39 et 21 µm. Il est clair, de par les valeurs indiquées dans le Tableau 7, que le deuxième avantage de ces fibres est la

¹⁴⁴ Apparition d'une réduction significative de l'aire effective pour des rayons de courbure de plus en plus grand à mesure que le MFD initial augmente.

¹⁴⁵ Voir les calculs liés à l'effet Kerr dans le troisième chapitre.

minimisation des pertes linéiques et par courbure (en comparaison des fibres (5) et (6)). En effet, elles présentent toutes des pertes linéiques inférieures à 0,1 dB/m et des pertes par courbure négligeables pour un rayon de courbure supérieur à 20 cm. Ces chiffres en font de bonnes candidates pour la réalisation de démonstrations expérimentales de transport d'impulsions.

Ainsi, afin d'avoir une idée précise du potentiel de ces fibres, nous présentons dans la section suivante les premières démonstrations expérimentales de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête. Ces démonstrations seront basées sur l'utilisation des fibres (7), (8) et (9) du Tableau 7. Elles permettront de valider ou d'invalider leurs capacités à réaliser ce transport sur 15 m en minimisant à la fois l'apparition d'effets non linéaires et le phénomène de conversion FM/AM. Nous réaliserons également des mesures du comportement modal et en polarisation de ce type de fibres. Nous pourrons alors vérifier la possibilité d'obtenir un comportement monomode avec des fibres HC basées sur le mécanisme de guidage par couplage inhibé. Celui-ci repose en effet sur le découplage des modes de gaines et du (des) mode(s) du cœur en minimisant leur intégrale de recouvrement¹⁴⁶. Permet-il alors d'obtenir un comportement réellement monomode ? Ce comportement est-il robuste à la courbure et aux diverses contraintes appliquées sur la fibre ? Nous réaliserons également des mesures de comportement en polarisation de ce type de fibre. Ces mesures nous permettrons de clarifier les notions de PER, de taux de linéarité et de maintien de polarisation.

¹⁴⁶ Pour le mécanisme de guidage par bande interdite photonique, le confinement du signal dans le cœur est assuré par l'absence de modes de propagation dans la gaine, Dans le cas du guidage par couplage inhibé, **il y a coexistence entre les modes de cœur et de gaine**. Le confinement du faisceau dans le cœur de la fibre est alors assuré par une minimisation de l'intégrale de recouvrement du mode fondamental du cœur et des modes de gaine.

2 Démonstrations expérimentales du transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête

Trois fibres ont été identifiées dans la section précédente pour réaliser des tests de transport d'impulsions. À la vue des fortes puissances crêtes mises en jeu, ces fibres ont été sélectionnées pour leur capacité à limiter l'apparition des effets non linéaires tout en conservant des pertes acceptables pour notre problématique de transport sur 15 m. Toutefois, la contrainte la plus forte et qui reste le juge de paix pour des applications type LMJ est le niveau de conversion FM/AM généré dans le système optique (ici la fibre de transport). Pour valider (ou invalider) la capacité de ces trois fibres à réaliser le transport d'impulsions dans ce contexte, il est donc nécessaire de réaliser des mesures de conversion FM/AM en sortie de ces dernières.

Nous présentons dans la suite les mesures réalisées pour les trois fibres sélectionnées. Dans un premier temps, le dispositif expérimental de mesure sera décrit. Ensuite, pour chaque fibre, l'impact du transport sur la conversion FM/AM subie par les impulsions est illustré par des mesures temporelles effectuées avant et après la propagation dans la fibre utilisée. Des mesures de compositions modales et de comportement en polarisation de ces fibres seront également présentées et permettront (dans certains cas) d'identifier les probables contributeurs de cette conversion FM/AM délétère.

2.1 Dispositif expérimental de mesure

La première contrainte pour réaliser ces mesures de conversion FM/AM est de disposer d'une source d'impulsions de forte énergie/puissance crête (> 100μ J et > 10 kW) présentant elle-même un niveau minimum de conversion FM/AM. Lors de nos mesures, nous avons donc utilisé le système développé pendant la thèse et présenté dans le chapitre 2. Pour rappel, ce système délivre des impulsions nanosecondes de plusieurs centaines de microjoules et un faisceau de polarisation linéaire présentant un profil spatial gaussien proche de la limite de diffraction (Figure IV-2). Malgré l'utilisation d'une modulation de phase anti-Brillouin (f_m=2 GHz, m=7 radians), les impulsions délivrées par ce système présentent un niveau minimum de conversion FM/AM adapté aux mesures que l'on souhaite réaliser ici. La sortie de cette source fibrée de forte énergie est visible en bas à gauche de la photo présentée Figure IV-1. Les impulsions sont transportées en espace libre depuis cette source jusqu'à l'entrée de la fibre à tester. Un prélèvement placé juste avant l'injection du signal dans la fibre permet de caractériser spatialement, spectralement et temporellement nos impulsions. Après propagation dans la fibre, un deuxième prélèvement permet de réaliser les mêmes caractérisations discriminant ainsi l'impact réel de la fibre utilisée.

Pour effectuer les mesures temporelles, le prélèvement sera effectué en plaçant directement dans le faisceau une fibre non PM, de $6 \mu m$ de MFD. Le passage par un atténuateur fibré nous permettra d'adapter la puissance optique sur la photodiode. De manière équivalente au chapitre 2, les formes temporelles des impulsions seront enregistrées grâce à un oscilloscope et une photodiode possédant une bande passante respective de 70 et 55 GHz. Cela nous permettra de mesurer les éventuelles modulations d'amplitude issues de la conversion FM/AM sur la bande complète du signal. De même, le spectre électrique des impulsions sera directement calculé sur l'oscilloscope en prenant la moyenne sur plusieurs impulsions du module de la transformée de Fourier de la forme temporelle (puissance). Pour les mesures spectrales, le prélèvement sera

effectué en plaçant directement dans le faisceau une fibre multimode (62,5 μ m de diamètre de cœur et 0,275 d'ouverture numérique) permettant de maximiser la puissance sur l'analyseur de spectre optique (OSA) afin de mettre en évidence des composantes spectrales de faible puissance résultant d'effets non linéaires. Le spectre sera alors enregistré sur une plage de 150 nm (1000 à 1150 nm). L'appareil utilisé sera également en capacité de mesurer des puissances moyennes à partir de -90 dBm.



Figure IV-1 : Photo du dispositif expérimental permettant de réaliser les tests de transport fibré d'impulsions de forte énergie/puissance crête.



Figure IV-2 : Propriétés spatiales du faisceau en sortie du système laser. Les mesures ont été réalisées pour une énergie de 340 μ J, à une fréquence de répétition de 5 kHz et pour des impulsions de 10 ns (nous avons également vérifié que les mêmes caractéristiques sont obtenues à plus faible énergie). Le faisceau de sortie présente clairement un profil gaussien proche de la limite de diffraction (M² \leq 1,2).

2.2 Fibre PMC-C-YB-7C de la société GLOphotonics

Il s'agit de la fibre (8) du Tableau 7. Une photo de la section transverse de cette fibre est présentée Figure IV-3 (a). Sa fiche de spécifications est disponible sur le site internet de la société Glophotonics® [96]. Comme reporté dans le Tableau 7, cette fibre présente de faibles pertes linéiques et par courbure (respectivement 0.05 dB/m et 3 dB/m pour 5 cm de rayon de courbure). De plus, avec un MFD de 39 µm et une dispersion de l'ordre de 1 ps/nm/km, le potentiel de cette fibre semble des plus intéressants pour notre application. Ce sentiment est d'ailleurs confirmé par les démonstrations de transport d'énergie réalisées avec cette fibre [97]. Cet article fait état du transport d'impulsions femtosecondes de plusieurs millijoules démontrant la capacité de ces fibres à transporter des impulsions très énergétique et de très fortes puissances crêtes. Toutefois, pour notre problématique particulière, des caractérisations en termes de conversion FM/AM sont nécessaires pour valider complétement le potentiel de cette fibre. Ces mesures sont présentées ci-dessous.



Figure IV-3 : (a) Photo de la section transverse de la fibre PMC-C-Yb-7C. Le diamètre du cœur de la fibre est de 57 μ m pour un diamètre de mode de 39 μ m. (b) Courbes de pertes et de dispersion de la fibre (Issues de [96]).

2.2.1 Résultats des tests de transport

L'expérience a été réalisée sur le dispositif présenté Figure IV-1 et les différents paramètres utilisés sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Longueur de fibre [m]	Rayon de courbure [cm]	Durée d'impulsion [ns]	Modulation de phase f [GHz]	Modulation de phase m [rad]	Énergie d'entrée [µJ]	Puissance crête [kW]	Cadence [kHz]	Énergie de sortie [µJ]	E _{out/Ein} [%]
17	20	10	2	8	330	33	5	285	86

Tableau 8 : Tableau récapitulatif des paramètres expérimentaux utilisés pour la réalisation de tests detransport de la fibre PMC-C-Yb-7C.

Le premier point positif concerne les 86% de rendement obtenu entre l'énergie récupérée en sortie des 17 m de fibre et l'énergie mesurée à l'entrée de celle-ci. Ce rendement prend en compte les pertes de couplage et de propagation. La valeur obtenue est excellente et tout à fait conforme à la spécification (> 70%) du cahier des charges. Deuxième point positif, aucun dommage n'a été constaté sur les faces d'entrée et de sortie de la fibre malgré les valeurs d'énergie et de puissance crête de nos impulsions. Enfin, les mesures spectrales et temporelles réalisées durant l'expérience n'ont pas permis de mettre en évidence l'apparition d'effets non linéaires (diffusion Raman, diffusion Brillouin, mélange à quatre ondes...) lors de la propagation de ces impulsions de 33 kW crête dans les 17 m de fibre. Ce dernier point confirme le très grand potentiel offert par les fibres HC pour réaliser le transport d'impulsions de forte puissance crête en limitant toute déformation spectrale et temporelle issue de ces effets néfastes. Pour terminer, le dernier point essentiel consiste bien sûr à quantifier le niveau de conversion FM/AM généré au cours de la propagation du signal dans la fibre. Pour cela, des mesures temporelles ont été réalisées. Ces mesures sont regroupées dans la Figure IV-4. Malheureusement, les résultats en termes de conversion FM/AM ne sont pas à la hauteur ni des points précédents (pertes, seuil de dommage, effets non linéaires) ni du cahier des charges. En effet, nous constatons la nette dégradation du profil temporel. Au vu des spectres électriques présentés pour les impulsions en entrée et en sortie de fibre, l'origine des déformations temporelles observées est clairement liée à un phénomène de conversion FM/AM. Nous pouvons effectivement voir que les fréquences des modulations de la forme temporelle en sortie de fibre (2, 4 et 8 GHz) sont bien des harmoniques du 2 GHz utilisé par la fonction anti-Brillouin. Ces modulations n'étant pas présentes avant l'injection des impulsions dans la fibre, il est clair qu'elles ont été générées lors de la propagation des impulsions dans cette dernière. D'après la forme temporelle enregistrée en sortie de fibre (Figure IV-4), nous avons calculé un facteur de surmodulation¹⁴⁷ β de 25 %¹⁴⁸. Bien que n'ayant pas quantifié dans le cahier des charges la limite en termes de surmodulation, cette valeur est jugée trop importante pour envisager une utilisation de cette fibre dans nos architectures. Malgré ce résultat décevant, nous présentons ci-dessous quelques éléments qui permettent d'entrevoir les possibles contributeurs de cette conversion FM/AM. Ces pistes nous permettront de guider notre choix vers de nouvelles fibres à tester.

 $^{^{147}}$ Rappel : $\beta = (I_{max}/I_{moy})\text{-}1.$ Sans conversion FM/AM, $\beta = 0.$

¹⁴⁸ On trouve pour la forme temporelle d'entrée, un β de 15 %. Toutefois comme nous pouvons sur le spectre électrique associé, cette valeur n'est pas liée à de la conversion FM/AM (harmoniques de 2 GHz quasi nulles). En réalité, elle est liée à la forme temporelle utilisée issue d'un réglage « manuel » point par point permettant de pré compenser la saturation par le gain des différents étages d'amplification pour d'obtenir une forme « plate » en sortie de source. Afin d'obtenir une forme temporelle plus propre, un asservissement de la forme temporelle injectée en entrée de source devrait être mis en place pour converger plus rapidement et avec un meilleur résultat vers la forme souhaitée en sortie.





2.2.2 Comportement modal de la fibre de transport

Selon les caractéristiques présentées dans le Tableau 7, les possibles contributeurs à la conversion FM/AM identifiée ci-dessus pourraient être d'origine modale ou liés au comportement en polarisation de la fibre. Afin de vérifier rapidement cette hypothèse, nous avons réalisé des mesures de spectres en entrée et sortie de la fibre (Figure IV-5).



Figure IV-5 : Spectres optiques du signal avant injection (a) et après propagation dans les 17 m de fibre PMC-C-Yb-7C (b). On distingue le pic étroit du signal à 1053 nm et l'ASE autour de ce pic (à noter l'utilisation ici d'un filtre ASE de 10 nm centré à 1053 nm en entrée du dernier étage d'amplification de la source).

Nous constatons alors l'apparition, après propagation, de cannelures dans le spectre de l'ASE. Celles-ci sont caractéristiques d'interférences entre modes spatiaux et/ou entre deux composantes de polarisation confirmant ainsi notre hypothèse de départ. Afin d'obtenir un résultat quantitatif, nous avons réalisé une mesure de la composition modale de la fibre par la méthode du S². Celle-ci nous confirme son caractère légèrement multimode malgré le profil spatial gaussien obtenu en sortie de la fibre de transport (Figure IV-6 (a)). En déterminant, à partir du spectre de la Figure IV-5 (b), la différence d'indice de groupe entre les modes associés aux cannelures observées¹⁴⁹ et en la comparant à la différence d'indice de groupe entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur¹⁵⁰ obtenu Figure IV-6 (b), nous trouvons effectivement dans les deux cas une valeur de l'ordre de 1,1.10⁻⁴. Les cannelures observées semblent donc bien résulter du battement entre ces deux modes spatiaux. Nous rappelons que notre spécification impose 25 dB d'extinction minimum entre les HOMs et le mode fondamental de la fibre. Les résultats de la Figure IV-6 montrent clairement que les modes LP11 et LP02 ne respectent pas ce critère (extinction respective de ~ -12 dB et - 18 dB par rapport au fondamental). Cela mène, comme attendu, à une conversion FM/AM non négligeable lors du transport de nos impulsions (Figure IV-4).

2.2.3 Conclusion

Malgré les nombreux points positifs offerts par cette fibre en termes de seuil de dommage, de pertes et de dispersion, son comportement légèrement multimode et la conversion FM/AM qui en résulte ne permettent pas aujourd'hui d'envisager son utilisation au sein des systèmes développés. Forts de ces constatations, la stratégie adoptée pour converger vers une fibre satisfaisant l'ensemble du cahier des charges consiste à tirer avantage de la propagation dans l'air offerte par les fibres HC (minimisation des effets non linéaires) qui permet de réduire la

¹⁴⁹ Nous utilisons la formule $\Delta n = \lambda^2/(\Delta \lambda.L)$ avec $\Delta \lambda$ la période des cannelures, λ la longueur d'onde centrale autour de laquelle nous déterminons $\Delta \lambda$ et L la longueur de la fibre.

¹⁵⁰ Nous utilisons la formule $\Delta n = (\Delta t.c)/L$ avec Δt le temps retard entre les modes, c la vitesse de la lumière et L la longueur de la fibre.

taille du cœur de la fibre. Cette stratégie devrait permettre d'obtenir un contenu modal plus en accord avec les spécifications recherchées. Dans ce sens, nous présentons ci-dessous des tests de transport de nos impulsions au sein d'une fibre HC de 7,5 μ m de MFD.



Figure IV-6 : (a) Profil spatial en sortie de la fibre de transport. (b) et (c) représentent des mesures de composition modale de la fibre PMC-C-Yb-7C réalisées par la méthode du S² pour des longueurs de fibre de 14 m (b) et 4 m (c). Dans les 2 cas, la fibre est placée sur un rayon de courbure de 30 cm et un soin particulier est apporté à l'optimisation de l'injection. Les profils reconstruits des modes sont présentés sur chaque graphique. Ils correspondent respectivement (de gauche à droite) aux différents pics indiqués par des marqueurs de couleur. Chacun de ces pics représente un mode d'ordre supérieur et sa position est liée à sa différence d'indice de groupe par rapport au mode fondamental (dont le pic correspondant se trouve à l'origine de l'axe des décalages temporels). Sous chaque profil des modes d'ordre supérieur est indiqué son poids relativement à celui du mode fondamental¹⁵¹.

¹⁵¹ Puissance optique transportée par le mode d'ordre supérieur par rapport à celle transportée dans le mode fondamental.

2.3 Fibre HC-1060-02 de la société NKT Photonics

Une photo de la section transverse de cette fibre est présentée Figure IV-7. Il s'agit de la fibre (7) du Tableau 7 dont la fiche de spécification commerciale est disponible sur le site internet de la société NKT Photonics[®]. Pour rappel, cette fiche fait état d'un comportement monomode de la fibre, de faibles pertes linéiques (< 0,1 dB/m) et de pertes par courbures négligeables pour des rayons de courbures supérieurs au centimètre. Tous ces points semblent en adéquation avec son utilisation pour notre problématique de transport d'énergie. Afin de confirmer immédiatement le comportement monomode de la fibre, nous présentons ci-dessous les résultats de mesure du contenu effectuées.



Figure IV-7 : Photo de la section transverse de la fibre HC-1060-02. Le diamètre du cœur de la fibre est de 10 µm pour un diamètre de mode de 7.5 µm (Issue de [Erreur ! Signet non défini.]).

2.3.1 Comportement modal de la fibre

Le profil spatial obtenu en sortie de la fibre est présenté Figure IV-8 (a). Il est en parfait accord avec celui indiqué sur la fiche de spécification [33]. Nous avons également réalisé une mesure de la composition modale de la fibre HC-1060-02 par la méthode du S² dans les mêmes conditions que celles utilisées pour le transport d'énergie et synthétisées dans le Tableau 9 de la section suivante. Les résultats de cette mesure sont présentés Figure IV-8 (b). Nous remarquons que, dans ces conditions en effet la présence de modes d'ordre supérieur de type LP11¹⁵². Ces modes présentent toutefois un taux d'extinction supérieur à 20 dB par rapport au mode fondamental permettant, peut-être, de limiter suffisamment la conversion FM/AM issue de ces battements. Nous verrons dans la section suivante si cette affirmation se vérifie.

¹⁵² La présence du même HOM à différentes valeurs de décalages temporels peut être liée à des couplages depuis le mode fondamental vers ce mode à différentes positions longitudinales dans la fibre.



Figure IV-8 : (a) Profil spatial obtenu en sortie de fibre. (b) Mesure de la composition modale de la fibre HC-1060-02 réalisées par la méthode du S² pour une longueur de fibre de 3 m et un rayon de courbure de 10 cm.

2.3.2 Résultats des tests de transport

L'expérience a été réalisée sur le dispositif présenté Figure IV-1 et les différents paramètres utilisés sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

Longueur de fibre [m]	Rayon de courbure [cm]	Durée d'impulsion [ns]	Modulation de phase f [GHz]	Modulation de phase m [rad]	Énergie d'entrée [µJ]	Puissance crête [kW]	Cadence [kHz]	Énergie de sortie [µJ]	E _{out/} E _{in} [%]
3153	10	10	2	8	10,1	1	5	7,4	73

 Tableau 9 : Tableau récapitulatif des paramètres expérimentaux utilisés pour la réalisation de tests de transport de la fibre PMC-C-Yb-7C.

À la vue du MFD relativement modeste de cette fibre (7,5 μ m), et malgré le guidage du faisceau dans l'air, nous avons fait le choix de commencer par un test de transport en nous limitant à une énergie de 10 μ J par impulsion (1 kW de puissance crête). Dans ces conditions, la transmission du signal est supérieure à 70 % et aucun dommage n'a été constaté sur les faces d'entrée et de sortie de la fibre. De plus, les mesures spectrales et temporelles réalisées durant l'expérience n'ont pas permis de mettre en évidence l'apparition d'effets non linéaires (diffusion Raman, diffusion Brillouin, mélange à quatre ondes...) lors de la propagation de ces impulsions sur 3 m. Il s'agit de points très positif amenant à des caractérisations plus poussées afin de déterminer le réel potentiel de cette fibre pour nos applications. Dans ce sens, il est essentiel de quantifier le niveau de conversion FM/AM générée au cours de la propagation du signal dans la fibre. Pour cela, nous réitérons le même processus de mesures que pour la fibre précédente. Les mesures effectuées en entrée et en sortie de la fibre sont présentées Figure IV-9.

¹⁵³ Nous verrons par la suite que l'utilisation de seulement 3 m de fibre sont suffisantes pour conclure sur le potentiel de cette fibre !



Figure IV-9 : Mesures temporelles et spectrales de nos impulsions en entrée et en sortie de la fibre de transport.

De manière pragmatique, les résultats sont clairs, **cette fibre est inutilisable pour notre application de transport d'énergie**. Nous pouvons effectivement constater la présence, après seulement trois mètres de fibre, d'une conversion FM/AM anormale¹⁵⁴. Celle-ci mène à des modulations d'amplitude de facteurs de surmodulation β =88% associées à des fréquences qui s'étendent sur l'ensemble de la bande accessible (< 40 GHz). L'impact de la fonction de transfert responsable de cette conversion est même visuellement assez net sur le spectre de raies du signal en sortie présenté Figure IV-9. Celui-ci présente en effet de fortes distorsions au regard du spectre du signal d'entrée¹⁵⁵. Bien sûr, il n'est absolument pas question ici de déterminer cette fonction de transfert probablement très complexe (somme de plusieurs fonctions de transfert) et certainement dépendante des conditions d'utilisation de la fibre (injection, courbures, contraintes...). Il s'agirait là d'une étude longue et difficile dont l'intérêt pour notre objectif initial est quasiment nul. Une deuxième observation confirme également l'intérêt limité de cette fibre pour le transport d'impulsions énergétiques de forte puissance crête. Celle-ci est présentée ci-dessous.

2.3.3 Seuil de dommage de cette fibre

En plus d'être inutilisable pour notre problématique de transport d'impulsions nanosecondes <u>modulées en phase</u> (conversion FM/AM), cette fibre présente également un seuil de dommage relativement faible. Nous avons en effet constaté lors de tests de transport d'impulsions de plusieurs dizaines de microjoules, l'apparition, en entrée de fibre, de dommages irréversibles. Ceux-ci sont clairement visibles ci-dessous.



Figure IV-10 : Images de la face d'entrée de la fibre HC-1060-02. (a) Avant l'injection d'impulsions carrées de 10 ns, de plusieurs dizaines de microjoules et à une cadence de 5 kHz. (b) Après l'injection. Ces images ont été enregistrées grâce à l'utilisation d'une soudeuse de type Fujikura 100P+.

Nous constatons en effet l'ablation de la structure de la gaine autour du cœur après l'injection d'impulsions de 10 ns et d'énergie de quelques dizaines de microjoules (cadence 5 kHz). Même si ce type de dommage est fortement dépendant de la longueur d'onde, de la durée des impulsions, de l'état de surface de la fibre (là encore un domaine d'étude à part entier) ... cette observation expérimentale montre les limites en terme de seuils de dommage des fibres HC à guidage par bande interdite photonique. En effet, à la différence du mécanisme de guidage par couplage inhibé (utilisé dans la fibre précédente PMC-C-Yb-7C) capable de limiter le recouvrement du faisceau avec la silice composant la gaine jusqu'à des facteurs de l'ordre de

¹⁵⁴ Fonction de transfert présentant de rapide variation et menant à des modulations d'amplitude de hautes fréquences.

¹⁵⁵ Cela indique d'ailleurs qu'il ne s'agit pas d'une fonction de transfert qui affecte uniquement la phase spectrale de nos impulsions.

 10^{-3} voire 10^{-4} [97], le mode de guidage utilisé ici est basé sur le concept de bande interdite photonique. Des études relatives au transport d'énergie par fibre HC à guidage par BIP font état de limitations en termes de seuil de dommage [98,99]. Dans ces références, ces limitations sont reliées aux taux de recouvrement du faisceau avec la silice. Ainsi, un taux de recouvrement de l'ordre de quelques pourcents (ici < 10 % d'après la fiche de spécification¹⁵⁶) semble suffisant pour diminuer le seuil de dommage à des niveaux d'énergies/puissances crêtes accessibles avec le système laser que nous avons développé.

2.3.4 Conclusion

La conclusion sur le potentiel de cette solution pour notre problématique de transport d'impulsions type LMJ est claire, cette fibre est inutilisable. La conversion FM/AM subie par les impulsions lors de leur propagation dans la fibre est en désaccord total avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre. De même, les observations réalisées sur le seuil de dommage de la face d'entrée de la fibre semblent indiquer que celle-ci n'est pas adaptée aux niveaux d'énergie et de puissance crête que l'on souhaite transporter (plusieurs centaines de microjoules et au moins plusieurs dizaines de kilowatts crête).

Ainsi, si la première fibre testée nous a confirmé la nécessité de considérer l'utilisation de fibres de diamètre de mode compatible d'un comportement monomode (< 50 μ m de diamètre de cœur de la première fibre), cette seconde pointe la problématique du seuil de dommage des fibres HC. De ce point de vue, il apparait alors clairement que les fibres HC à guidage par couplage inhibé semblent représenter la solution actuelle la plus pertinente pour nos expériences. Fort de ces deux conclusions, nous présentons ci-dessous les résultats des démonstrations expérimentales basées sur l'utilisation d'une fibre dont les caractéristiques semblent permettre de converger un peu plus vers les performances visées.

¹⁵⁶ Nous pouvons voir également sur cette fiche, que le mode sur lequel se propage le faisceau dans la fibre possède effectivement une partie non négligeable dans les ponts de silice situés en périphérie du cœur.

2.4 Fibre à cœur creux fabriquée au laboratoire Xlim

Cette fibre a été conçue et fabriquée par le groupe GPPMM du laboratoire Xlim à Limoges. Il s'agit de la fibre (9) du Tableau 7. En plus des caractéristiques synthétisées dans ce tableau, nous présentons ci-dessous des mesures complémentaires permettant de détailler les propriétés modales et le comportement en polarisation de cette fibre. Dans un deuxième temps, les démonstrations expérimentales de transport d'impulsions de forte énergie/puissance crête seront présentées. Nous verrons que les résultats obtenus sont positifs et encouragent la poursuite des études sur les fibres HC pour notre problématique de transport.

2.4.1 Propriétés de la fibre

Une image de la fibre en question est présentée Figure IV-11. Il s'agit d'une fibre à cœur creux (HC) dont le guidage est assuré par le mécanisme de couplage inhibé (IC) [95] favorable pour l'obtention de seuils de dommages élevés et pour la minimisation des effets non-linéaires (minimisation du recouvrement du signal avec la silice périphérique du cœur). Comme indiqué précédemment, ces fibres ont déjà démontré leur potentiel pour la problématique de transport d'impulsions de forte énergie/puissance crête [97].



Figure IV-11 : Images de la face de la fibre. (a) Image enregistrée avec la soudeuse Fujikura 100P+ de la section transverse de la fibre après clivage. Le diamètre total de la fibre (sans le polymère) est de 200 μm. (b) Image au microscope à balayage électronique de la zone d'intérêt de la section transverse de la fibre.
 L'ensemble des parties noires représentent les zones creuses (dans lesquelles il n'y a que de l'air). Le cœur de la fibre est situé au centre et mesure 30 μm de diamètre. La gaine optique est constituée de huit tubes de silice dont l'écartement, le diamètre et l'épaisseur sont des paramètres clés pour les propriétés de guidage de la fibre¹⁵⁷.

La fibre de la Figure IV-11 présente une structure particulière dite « tubulaire » en référence aux tubes qui constituent la gaine optique et assure le guidage du signal. Des articles sur les propriétés de telles fibres ont d'ores-et-déjà été publiés [100]. Dans ces derniers, l'impact de la structure de la fibre (écartement des tubes, diamètre, épaisseur, état de surface) sur ses propriétés de guidage (pertes, contenu modal...) est étudié à la fois numériquement et expérimentalement. Nous nous plaçons ici en utilisateur final et nous considérons uniquement les propriétés pertinentes pour notre problématique. Ainsi, le diamètre de mode (MFD) de la fibre a été mesuré à 21 μ m et les pertes à 1053 nm mesurées à 0.1 dB/m. Les pertes par courbure n'ont pas été mesurées mais semblent négligeables pour nos conditions expérimentales (rayon

¹⁵⁷ L'état de surface de ces tubes est également très important pour minimiser les pertes de propagation et garantir un comportement monomode de la fibre lorsque celle-ci est courbée (problèmes de diffusion).

de courbure ≥ 20 cm). Nous complétons ces caractérisations par une mesure du contenu modal de la fibre par la méthode du S² (section 2.4.2) et par une analyse de son comportement en polarisation (section 2.4.3).

2.4.2 Caractérisation modale de la fibre

La composition modale de la fibre est déterminée par la méthode du S². Nous utilisons le banc de mesure décrit dans le premier chapitre. **Il est bon de rappeler que la méthode du S² ne donne pas une mesure <u>absolue</u> du contenu modal de la fibre, mais une mesure relative à ses propriétés ainsi qu'aux conditions expérimentales utilisées. Ainsi, les conditions d'injection de la fibre, sa longueur, le rayon de courbure sur laquelle elle est disposée, les contraintes qui lui sont appliquées ainsi que tous les autres paramètres susceptibles de modifier le comportement modal de la fibre peuvent mener à des résultats différents pour la mesure de S² (hormis dans le cas d'une fibre <u>strictement</u> monomode). En particulier, dans le cas des fibres HC à guidage par couplage inhibé, le contenu modal est très dépendant des conditions d'injection, de la longueur de la fibre et du rayon de courbure utilisé. Ainsi, trois mesures de S² ont été réalisées sur cette fibre. Les conditions expérimentales relatives à chacune de ces mesures sont synthétisées dans le Tableau 10 et les résultats sont présentés Figure IV-12.**

Expérience	Longueur de la fibre	Rayon de courbure	Transmission	
	[m]	[cm]	[%]	
1	10	30	70	
2	10	15	70	
3	3	30	82	

Tableau 10 : Récapitulatif des conditions expérimentales des trois mesures de S² réalisées sur la fibre à cœur creux.

Ces fibres n'étant pas <u>strictement</u> monomode, un soin particulier a été apporté à l'injection pour les trois expériences réalisées. En raison des pertes de propagation très importantes des HOMs par rapport au mode fondamental, l'optimisation de l'injection a ainsi été réalisée en maximisant la puissance en sortie de fibre. Le profil spatial de sortie à une longueur d'onde donnée et sa stabilité lorsque la longueur d'onde est balayée ont également été vérifiés. Les niveaux de transmission pour les trois expériences attestent des hauts rendements d'injection obtenus¹⁵⁸.

¹⁵⁸ La transmission prend en effet en compte les pertes d'injection et de propagation.





Expérience 3

Figure IV-12 : Résultats des mesures de S² de la fibre à cœur creux pour les trois expériences réalisées. Les profils reconstruits des modes sont présentés sur chaque graphique. Ils correspondent respectivement (de gauche à droite) aux différents pics indiqués par des marqueurs de couleur. Chacun de ces pics représente un mode d'ordre supérieur et sa position est liée à sa différence d'indice de groupe par rapport au mode fondamental (dont le pic correspondant se trouve à l'origine de l'axe des décalages temporels). Sous chaque profil des modes d'ordre supérieur est indiqué son poids relativement à celui du mode fondamental.

Comme indiqué à de nombreuses reprises, la raison pour laquelle nous souhaitons travailler avec des fibres monomodes est le phénomène de conversion FM/AM. Ainsi, une fibre sera considérée monomode si les HOMs présentent un taux d'extinction par rapport au mode fondamental supérieur à 25 dB. Au regard de cette « limite d'acceptabilité » et des résultats de l'expérience 1, il est clair que la fibre présente un excellent comportement modal (extinction ~40 dB) tout à fait en accord avec l'exigence de notre cahier des charges. Toutefois, les fibres HC à guidage par couplage inhibé présentent en général un comportement monomode pour de grandes longueurs (> 10 m). Ce comportement est dû aux pertes linéiques très importantes des HOMs par rapport à celles du mode fondamental. Or, pour s'affranchir du phénomène de conversion FM/AM, il est nécessaire d'avoir un comportement monomode quelle que soit la longueur de propagation afin d'éviter les battements entre les modes spatiaux dans les premiers mètres de la fibre¹⁵⁹. Dans ce sens, nous avons également mesuré le comportement modal de la fibre sur un tronçon de 3 m (expérience 3). Bien que nous puissions noter une « dégradation » (-40 dB = -24 dB) du contenu modal de la fibre, le comportement de celle-ci semble tout à fait acceptable au regard des 25 dB désirés¹⁶⁰. Un deuxième comportement assez général avec ces fibres HC est la dégradation du comportement modal par courbure de la fibre¹⁶¹. L'origine de celle-ci semble résider dans le processus de diffusion aux interfaces air/silice. Lorsque l'on courbe la fibre, le faisceau se « déporte » vers la périphérie du cœur ce qui augmente le phénomène de diffusion. Une partie de la lumière diffusée est alors injectée dans les HOM et la qualité modale en sortie de fibre est dégradée. Nous avons donc mesuré le contenu modal de la fibre pour un rayon de courbure de 15 cm et une longueur de 10 m (expérience 2). Cette fois encore, nous constatons une dégradation du contenu modal par rapport à l'expérience 1 ($R_c =$ 30 cm et L=10 m). Toutefois, le résultat obtenu semble toujours satisfaire le cahier des charges.

En conclusion, le comportement modal de la fibre reste excellent et semble en parfait accord avec notre cahier des charges. Un petit bémol pourrait être émis en soulignant qu'une mesure dans le cas le plus défavorable, lié à l'utilisation d'une fibre courte sur un faible rayon de courbure, n'a pas été réalisée. Le résultat d'une telle mesure pourrait alors s'éloigner un peu plus du cahier des charges. Toutefois, ces mesures de S² sont indicatives et le juge de paix reste le taux de conversion FM/AM généré lors du transport. Nous verrons dans la suite que malgré un rayon de courbure de l'ordre de 22 cm aucun signe de conversion FM/AM dépassant le niveau de bruit du système de mesure n'a pu être mis en évidence. Ce résultat est évidemment signe d'un excellent comportement modal de la fibre.

¹⁵⁹ Bien que dans le cas d'un battement en début de fibre mène à un décalage temporel faible et donc à une fonction de transfert dont la période d'oscillation peut être très grande en comparaison de la largeur spectrale de notre signal (voir chapitre 1).

¹⁶⁰ Le banc de mesure de S² développé et utilisé ici **n'est pas** un banc de métrologie parfaitement étalonné et 1 dB d'extinction reste dans la marge d'incertitude du banc.

¹⁶¹ Ce comportement est inverse à celui des fibres à saut d'indice classique. Dans celles-ci, les HOM subissent plus de pertes par courbures (indices moins élevés) que le mode fondamental et il est ainsi possible de filtrer les HOM par courbure pour améliorer le comportement modal de la fibre.

2.4.3 Comportement en polarisation de la fibre

Pour rappel, le transport fibré du signal sur une grande installation laser telle que le LMJ nécessite l'utilisation de fibres PM de forte biréfringence (~ 1.10⁻⁴) permettant d'obtenir en sortie un faisceau possédant un taux de linéarité d'au moins 25 dB malgré des longueurs de fibre importantes (> 10 m) et les contraintes (mécaniques, thermiques) relatives à leur mise en œuvre. Critique pour la problématique de conversion FM/AM, il est indispensable de caractériser le comportement en polarisation de cette fibre.

Une première expérience consiste à mesurer l'évolution du taux de linéarité du faisceau en sortie de fibre en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire incidente. Pour ce faire, nous avons mis en place le banc de mesure présenté Figure IV-13. Le faisceau est généré par une source laser délivrant un signal continu à 1053 nm. L'utilisation d'un polariseur fibré et de miroirs dont les coefficients de réflexion ne dépendent pas de l'orientation de la polarisation permet d'injecter dans la fibre un faisceau de polarisation linéaire (taux de linéarité > 25 dB). Ce taux de linéarité est déterminé au moyen du dispositif présenté Figure IV-13 (a). La lame demi-onde permet de modifier l'orientation de la polarisation incidente sur le cube polariseur. En relevant les valeurs maximum (P_{max}) et minimum (P_{min}) de transmission, nous déterminons le taux de linéarité¹⁶² du faisceau incident. Une valeur de 30 dB a ainsi été mesurée pour le faisceau avant injection.



Figure IV-13 : Schéma du dispositif expérimental permettant de caractériser le comportement en polarisation de la fibre. (a) Mesure du taux de linéarité du faisceau en entrée de la fibre HC. (b) Mesure de l'évolution du taux de linéarité du faisceau en sortie de la fibre HC en fonction de l'angle θ 1 de la lame demi-onde placée en entrée de fibre.

En sortie de fibre, l'évolution du taux de linéarité du faisceau en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire incidente est mesurée grâce au montage présenté Figure IV-13 (b). En entrée de fibre, la lame demi-onde permet de modifier l'orientation de la polarisation linéaire incidente (variation de θ_1). En sortie, une deuxième lame demi-onde permet d'orienter les éventuels axes propres de la fibre sur les axes du cube polariseur (variation de θ_2). Une fois θ_2 fixé (correspondance entre les axes propres de la fibre et les axes du polariseur), nous pouvons

¹⁶² Taux de linéarité=10.log10(P_{max}/P_{min})

alors mesurer l'évolution du taux de linéarité en sortie de fibre en fonction de θ_1 en relevant, pour chaque valeur de l'angle, les puissances mesurées sur les deux sorties du cube polariseur. Pour cette caractérisation, un tronçon de 15 m de fibre et un rayon de courbure de 22 cm ont été utilisés¹⁶³. L'absence de dispositif permettant de maintenir la polarisation du faisceau (barreaux de contrainte par exemple), le faible taux de recouvrement du faisceau avec la silice et la taille importante du cœur (qui minimisent l'impact de la forme du cœur (biréfringence de forme)) laissent à penser que nous sommes dans le cas d'une fibre ne présentant pas d'axes propres de polarisation. Clairement, les résultats présentés Figure IV-14 (b) sont en désaccord avec cette affirmation. Nous observons effectivement une évolution atypique du taux de linéarité en fonction de l'orientation de la polarisation du faisceau incident. En effet, si la courbe obtenue est bien périodique, la période mesurée n'est pas de 45°164 (comportement classique pour une fibre possédant des axes de biréfringences comme le montre la Figure IV-14 (a)) mais de 90°. Ainsi, des valeurs supérieures à 25 dB sont obtenues avec une périodicité de 90°. Elles sont le signe de l'existence, dans les conditions d'utilisation de la fibre, d'un axe permettant de conserver une polarisation linéaire en sortie de fibre avec un taux de linéarité supérieur à 25 dB. Des maximas secondaires, à 45° des pics principaux, sont le signe de l'existence d'un deuxième axe propre de polarisation dans la fibre (logiquement situé à 90 degrés du premier). Toutefois, le taux de linéarité obtenu lorsque le faisceau incident est injecté selon cet axe est limité à 7 dB. Il s'agit d'un comportement atypique dont nous ne connaissons pas aujourd'hui l'origine. En revanche, il est à souligner que le système de mesure a été dédouané de l'obtention de tels résultats. En effet, les détecteurs de puissances ont été calibrés, nous avons également réalisé cette expérience sur une fibre PM standard et avons effectivement obtenu les résultats attendus (équivalents aux résultats théoriques de la Figure IV-14 (a)). Enfin, encore plus significatif, nous avons constaté que des mesures réalisées sur cette même fibre au laboratoire Xlim ont donné lieu à des résultats équivalent aux nôtres malgré un banc de mesure (et un expérimentateur) différent [101]. Nous pouvons en effet remarquer Figure IV-14 (d) que les mesures de puissances sur les deux ports du polariseur de sortie et le taux de linéarité qui en résulte présentent exactement la même évolution que celle de nos mesures (Figure IV-14 (b) et (c)). Ainsi, si nous ne sommes pas aujourd'hui en mesure d'expliquer ce comportement, il semble bien que la nature des résultats obtenus relève d'un comportement physique bien réel de la fibre.

¹⁶³ La longueur et la disposition de la fibre sont les mêmes que celles utilisées pour les expériences de transport présentées dans la suite.

¹⁶⁴ Pour rappel, s'agissant d'une lame demi-onde, une rotation de cette lame d'un angle égale à $\Delta \theta_1$ engendre une rotation de la polarisation linéaire du faisceau de $2*\Delta \theta_1$.



Figure IV-14 : (a) Évolution théorique (référence) du taux de linéarité en sortie d'une fibre PM de forte biréfringence en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire incidente. Cette courbe représente également le cas d'une fibre (parfaite) sans axes de biréfringence. Dans les deux cas, on considère en entrée un faisceau possédant un taux de linéarité de 30 dB. (b) Évolution du taux de linéarité du faisceau en sortie de la fibre à cœur creux présentée Figure IV-11 en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire incidente.
(c) Évolution de la puissance sur chaque ports du cube polariseur en sortie de la fibre testée. Ce sont ces valeurs de puissances qui sont utilisées pour calculer le taux de linéarité de la fugure (b). (d) Résultats des mesures réalisées sur cette même fibre au laboratoire Xlim [101]. ATTENTION : Dans chacun des cas, l'axe des abscisses représente l'angle de la lame demi-onde placée en entrée de fibre.

Ainsi, les résultats obtenus semblent à première vue très positifs pour notre application. En effet, nous constatons la possibilité d'obtenir en sortie de fibre un faisceau possédant un taux de linéarité supérieur à 25 dB (injection selon le « bon » axe propre). Toutefois, il est bon de rappeler que la fibre de transport recherchée doit posséder une biréfringence suffisante (~ 1.10⁻⁴) pour assurer l'obtention d'un taux de linéarité d'au moins 25 dB malgré la longueur de fibre utilisée et les contraintes (mécanique, thermique) qui découlent de sa mise en œuvre pratique. C'est ce que l'on appelle le PER de la fibre. Il s'agit d'une mesure de taux de linéarité en sortie de fibre, par rapport à une direction donnée (et fixe) et lorsque des contraintes sont appliquées à la fibre. Or ici, la fibre est positionnée sur un rayon de courbure supérieur à 20 cm et aucune contrainte particulière n'est appliquée. Il est donc nécessaire d'estimer la biréfringence de la fibre.

Pour ce faire, nous avons réalisé une mesure dite du « spectre cannelé » en modifiant légèrement le banc de mesure présenté Figure IV-13 (b)¹⁶⁵. Cette méthode permet de déterminer la valeur de la biréfringence de la fibre à partir d'une mesure spectrale. Le principe de la méthode consiste à injecter le faisceau dans la fibre à tester à 45° de ses axes propres de biréfringence. En sortie, l'angle de la lame demi-onde est ajusté de manière à ce que le polariseur soit également orienté à 45° des axes de la fibre. De cette manière, les deux ondes de polarisation orthogonale peuvent interférer grâce au polariseur. La biréfringence menant, par nature, à des vitesses de propagation différentes selon les deux axes propres de la fibre (indices différents), les interférences entre les deux ondes donnent lieu à des cannelures dans le spectre du signal propagé. La période de ces cannelures est alors directement liée au retard temporel entre les deux ondes et la valeur de la biréfringence est déduite grâce à la formule suivante :

$$B = -\frac{\lambda^2}{\Delta \lambda . L}$$
Éq. 7

Où λ est la longueur d'onde centrale de la mesure, $\Delta\lambda$ est la période des cannelures et L la longueur de la fibre. Le résultat de la mesure du spectre cannelé effectuée sur notre fibre HC est présenté Figure IV-15. Ne disposant pas d'une source à spectre large (largeur supérieure à plusieurs dizaines de nanomètres) nécessaire pour visualiser les cannelures, nous avons utilisé le laser issu du banc de mesure de S². En fixant la longueur d'onde du signal à 1001 nm, il est alors possible d'observer le spectre large de l'émission spontanée vierge de toute cannelure (Figure IV-15 (a)). Le spectre mesuré après le polariseur est présenté Figure IV-15 (b). Une seule cannelure, située au centre du spectre de l'émission spontanée, est visible. Ne disposant pas de source de largeur spectrale supérieure, nous pouvons uniquement donner une valeur maximale de la biréfringence de la fibre en prenant $\Delta\lambda$ =40 nm¹⁶⁶ comme borne inférieure de la période des cannelures. Nous trouvons alors **une biréfringence maximale de 2.10⁻⁶** très inférieure à la valeur de 1.10⁻⁴ requis.

En conclusion, malgré la symétrie de révolution du cœur et l'absence de dispositif permettant d'assurer le maintien de la polarisation du faisceau, nous avons observé l'existence d'axes propres dans les conditions expérimentales utilisées (fibre de 15 m disposée sur un rayon

¹⁶⁵ Les deux détecteurs de puissance sont enlevés. Sur une des deux voies, un système de prélèvement optique est positionné pour envoyer une partie du signal vers un analyseur de spectre optique.

¹⁶⁶ Moitié de la largeur spectrale du spectre de l'émission spontanée.

de courbure de 22 cm). Un de ces axes permet même d'obtenir un taux de linéarité du faisceau en sortie de fibre supérieur à 25 dB. Toutefois, une mesure de la biréfringence de la fibre a été réalisée par la méthode du spectre cannelé et une valeur maximale de 2.10⁻⁶ a été estimée. Cette valeur est bien inférieure au 1.10⁻⁴ de notre cahier des charges. Nous rappelons que celle-ci donne un bon ordre de grandeur de la valeur de la biréfringence nécessaire à l'obtention d'un PER supérieur à 25 dB. Par définition, une fibre présentant un tel PER permet de conserver à la fois un taux de linéarité supérieur à 25 dB et une direction fixe pour la polarisation du faisceau de sortie en dépit des contraintes liées à sa mise en œuvre pratique (longueur, contraintes mécaniques, contraintes thermiques...).

Finalement, malgré cette trop faible valeur de biréfringence, les caractéristiques en termes de pertes, de taille de mode et de contenu modal de cette fibre nous ont encouragé à réaliser des tests de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête avec celle-ci. Les résultats de ces démonstrations expérimentales sont présentés dans la section suivante.



Figure IV-15 : Résultats de la mesure de biréfringence de la fibre HC issue du laboratoire Xlim par la méthode du spectre cannelé. (a) Spectre en sortie des 15 m de fibre avant le polariseur. (b) Spectre en sortie de la fibre après le polariseur orienté environ à 45 degrés des axes propres de la fibre.

2.4.4 Réalisation expérimentale des tests de transport

Nous décrivons dans cette partie les résultats des tests de transport réalisés avec la fibre HC issue du laboratoire Xlim. Nous présenterons dans un premier temps les conditions expérimentales utilisées ainsi que les résultats obtenus. De manière équivalente aux mesures réalisées pour les deux fibres précédentes, la qualité des performances sera établie en comparant les caractéristiques du signal (forme temporelle, taux de FM/AM, spectre...) en entrée et en sortie de la fibre de transport. Cette méthode permettra ainsi d'imputer à cette dernière les éventuelles distorsions spectro-temporelles mesurées. Dans un second temps, et en raison des résultats encourageant obtenus, des expériences complémentaires visant à confirmer le fort potentiel de cette fibre seront présentées. Nous pourrons alors conclure sur la possibilité offerte par cette fibre et, de manière plus générale, sur la pertinence des fibres à cœur creux pour notre problématique de transport.

2.4.4.1 Conditions expérimentales et résultats

2.4.4.1.1 Conditions expérimentales

Les conditions dans lesquelles sont réalisées les expériences de transport sont synthétisées dans le Tableau 11. La longueur de la fibre et le rayon de courbure utilisés sont en accord avec les spécifications d'un système de transport entre les baies de chaîne et les MPA. La disposition de la fibre est identique à celle utilisée pour les mesures du comportement en polarisation de la fibre. L'orientation de la polarisation linéaire incidente sur la fibre n'est pas maîtrisée ici (orientation arbitraire). La durée des impulsions propagées est fixée de manière arbitraire à 10 ns et la fréquence de répétition fixée à 5 kHz. Le système de mise en forme temporelle des impulsions a été utilisé afin de délivrer une impulsion carrée aux environs de 300 μ J (précompensation de la saturation du gain). La puissance crête maximale propagée sera alors de l'ordre de 30 kW. Comme précédemment, nous utilisons ici uniquement la modulation de phase à 2 GHz. Ainsi, pour être totalement en accord avec une application LMJ, le cas de la double modulation (anti- Brillouin + lissage) devrait être considéré et notamment le niveau de conversion FM/AM généré.

Longueur de la fibre [m]	Rayon de courbure [cm]	Durée d'impulsion [ns]	Modulation de phase f [GHz]	Modulation de phase m [radians]	Énergie IN [µJ]	Puissance crête [kW]	Cadence [kHz]	Énergie OUT [µJ]	Transmission [%]
15.5	22	10	2	8	10- 340	< 34	5	6.5- 220	De 62 à 65

 Tableau 11 : Tableau récapitulatif des paramètres expérimentaux utilisés pour la réalisation des tests de transport avec la fibre HC fabriquée au laboratoire Xlim.

2.4.4.1.2 Résultats des mesures

Les mesures des caractéristiques temporelles, spectrales et spatiales en entrée et en sortie de fibre ont été réalisées pour six valeurs d'énergie par impulsion comprises entre 10 et 340 μ J. La forme temporelle appliquée par le modulateur d'intensité est la même pour les six valeurs d'énergie considérées et les distorsions temporelles liées à la saturation du gain sont alors clairement visibles Figure IV-16. Les puissances crêtes considérées sont ainsi comprises entre 2,5 et 35 kW. Le Tableau 12 synthétise les performances en termes de transmission obtenues dans chacun des cas. Celle-ci est toujours supérieure à 60 %. En prenant en compte les pertes linéiques de la fibre (0,1 dB/m à 1053 nm), nous obtenons un excellent rendement d'injection dans la fibre de l'ordre de 90 %. Ce résultat est lié au soin apporté à l'injection de la fibre de transport (adaptation du mode en entrée de fibre, adaptation de l'ouverture numérique, alignement du faisceau) mais également à l'excellente qualité spatiale obtenue en sortie de la fibre effilée utilisée pour l'amplification (Figure IV-2). Fort de ce premier point positif, les mesures des caractéristiques temporelles et spectrales de nos impulsions en entrée et en sortie de la fibre de transport sont présentées respectivement Figure IV-16 et Figure IV-17 pour cinq des six points de mesures identifiés dans le Tableau 12.

Énergie à l'entrée [µJ]	10,4	103	150	204	253	340
Énergie à la sortie [µJ]	6,8	64	94	126	157	220
Transmission [%]	65	62	63	62	62	65

Tableau 12 : Tableau récapitulatif des énergies par impulsion en entrée et en sortie des 15 m de fibre de transport à cœur creux ainsi que la transmission associée dans chacun des cas.

Commençons par analyser les caractéristiques de nos impulsions en entrée de la fibre de transport. Nous constatons **un niveau négligeable de conversion FM/AM généré à la fois par le système laser qui délivre les impulsions et par le système d'optique en espace libre qui permet d'acheminer le faisceau jusqu'à la fibre de transport. En effet, bien que l'on puisse identifier dans le spectre électrique de nos impulsions des composantes à des harmoniques du 2 GHz, il est clair sur les formes temporelles présentées que ces modulations se trouvent dans le bruit de mesure de notre système. Pour le spectre optique, quelle que soit la valeur d'énergie considérée, aucun signe de diffusion Raman stimulée ou de mélange à quatre ondes n'est mis en évidence. En revanche, nous pouvons constater l'élargissement du pied du spectre du signal (à 1053 nm) lorsque l'énergie est augmentée. Ce phénomène est lié à l'automodulation de phase dans le dernier étage d'amplification du système laser. En résumé les impulsions à l'entrée de la fibre sont « propres » tant d'un point de vue temporel que spectral. Nous nous attachons donc dans un deuxième temps à comparer ces caractéristiques d'entrée à celles mesurées en sortie de la fibre HC pour discriminer l'impact de cette dernière.**





Figure IV-16 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions en entrée de la fibre de transport pour des énergies comprises entre 10 et 340 µJ.

20



Spectres optiques

Figure IV-17 : Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions en sortie de la fibre de transport pour des énergies comprises entre 10 et 340 µJ (énergies d'entrée).

Sur la Figure IV-17, les formes temporelles obtenues après transport et les spectres électriques associés montrent clairement que **la fibre HC testée n'a pas généré de conversion FM/AM sortant du bruit de mesure**¹⁶⁷. Ce premier point est extrêmement positif. En effet, minimiser la conversion FM/AM générée lors du transport est impératif pour l'utilisation d'un tel système sur une grande installation laser telle que le LMJ. **C'est aussi le point du cahier des charges le plus difficile à respecter**. D'un point de vue spatial, nous pouvons souligner la qualité des profils spatiaux obtenus en sortie de la fibre de transport (Figure IV-18). Ces profils gaussiens sont une preuve supplémentaire du comportement monomode de la fibre. Fort de ces performances temporelles et spatiales, il est important de quantifier l'impact du transport sur le spectre de nos impulsions.

Pour rappel, la fibre à cœur creux PMC-C-Yb-7C issue de la société GloPhotonics (fibre (7) du Tableau 7) présentant un MFD de 39 µm avait permis le transport d'impulsions de 10 ns et 320 µJ sans dégrader le spectre des impulsions. Dans le cas de la fibre HC présentée Figure IV-11, nous obtenons des performances équivalentes pour des impulsions d'énergie maximum de 150 µJ (Figure IV-17). Au-delà, nous constatons l'apparition de composantes spectrales discrètes et régulièrement espacées (~ 2 nm). Après analyse des spectres obtenus nous avons identifié la génération de ces composantes spectrales discrètes comme la signature d'un effet non linéaire, la diffusion Raman stimulée dans l'air. Ce phénomène est bien connu dans le domaine des lasers de puissance. Il avait été rencontré sur la LIL, prototype à l'échelle 1 d'une chaîne laser LMJ, pour le transport sur quelques dizaines de mètres de faisceaux de plusieurs kilojoules. Il a également été étudié à Rochester sur l'installation OMEGA [102]. Dans le cadre de la problématique du transport d'impulsions par fibre HC, ce phénomène a également déjà été observé [103] dans le cas d'une fibre « tubulaire ». Grâce à [102], nous avons pu relier les différentes composantes spectrales obtenues aux transitions entre les niveaux d'énergie rotationnels de la molécule de diazote (N2). Nous confirmons ainsi qu'il s'agit bien du phénomène de diffusion Raman stimulé (SRS) dans l'air. Ces résultats sont présentés Figure IV-19, nous voyons clairement les composantes Stokes et anti-Stokes générées respectivement vers les hautes/basses longueurs d'onde. Pour rappel, dans le chapitre précédent, le seuil en intensité de la SRS dans les fibres HC avait été établi aux alentours de 40 W/µm² (4 GW/cm²) pour 15 m de propagation. Dans ce calcul, nous avions fait l'hypothèse que la puissance crête du signal était constante sur toute la longueur de la fibre (pas de perte de propagation et pas de déplétion du signal dû à la génération des composantes Raman). En tenant compte cette fois des 0,1 dB/m (0.023 m⁻¹) de pertes à la longueur d'onde du signal, le seuil théorique se trouve aux alentours de 50 W/µm² (5 GW/cm²). Pour notre fibre de 21 µm de MFD, la puissance crête seuil théorique est alors d'environ 17 kW. En analysant Figure IV-17 le spectre mesuré en sortie

¹⁶⁷ Il faut également rappeler que l'orientation de la polarisation incidente est arbitraire (dépendant du positionnement de la fibre) et non modifiée. La probabilité de ne pas être sur l'axe permettant d'obtenir une polarisation linéaire avec un taux de linéarité supérieur à 25 dB est proche de 1. Dans ces conditions, l'absence de conversion FM/AM est expliquée à la fois par le fait qu'aucun dispositif sensible à la polarisation n'est placé en sortie de la fibre de transport et par la faible biréfringence de la fibre dans ces conditions d'utilisation. Le retard de groupe entre les impulsions de chaque polarisation n'est donc pas suffisant pour générer des cannelures de faible période (par rapport à la largeur du spectre à 2 GHz) dans le spectre du signal.

des 15 m de fibre HC pour des impulsions incidentes de 22 kW (150 μ J), nous constatons l'apparition (très faible) de certaines composantes Stokes. Ainsi, bien que minorant, le seuil théorique obtenu à partir de la formule très simple¹⁶⁸ $P_{seuil}^{SRS} \approx 16A_{eff}/g_R L_{eff}$ ¹⁶⁹ donne un bon ordre de grandeur du seuil observé dans nos expériences. Si la génération de ces nouvelles composantes spectrales est gênante, nous verrons en conclusion que des solutions existent pour s'en prémunir.

Ainsi, les mesures temporelles, spatiales et spectrales présentées ci-dessus attestent du fort potentiel de cette fibre pour le transport fibré d'impulsions nanosecondes, modulées en phase (et donc soumises au phénomène de conversion FM/AM) et de forte énergie/puissance crête. Afin de confirmer ce potentiel, nous avons réalisé des mesures complémentaires visant à étudier l'impact d'un décentrement de l'injection sur les propriétés temporelles de nos impulsions. Cette étude permet notamment de juger des réelles performances accessibles avec cette fibre lorsqu'elle est intégrée dans un système dont la tolérance sur l'alignement de l'injection est de l'ordre de 5 µm. Les résultats sont présentés ci-dessous.



Figure IV-18 : Profils spatiaux obtenus en sortie des 15 m de fibre HC testée.

¹⁶⁸ Cette formule est établie dans le cas d'un régime continu ou quasi-continu.

¹⁶⁹ Dans l'approximation d'un mode gaussien, $A_{eff} = \pi (MFD/2)^2$, $g_R=2,6.10^{-14}$ le gain Raman pour l'air autour de 1 µm et L_{eff} la longueur effective de la fibre tenant compte des pertes de propagation à la longueur d'onde du signal.



Figure IV-19 : Spectres optiques obtenus en sortie des 15 m de la fibre de transport pour une énergie incidente de 250 μJ par impulsion (32 kW de puissance crête). (a) Rappel du spectre total sur lequel est indiqué les zones où se trouvent les composantes Stockes et Anti-Stokes générées. (b) Zoom sur les composantes Raman Stokes. Les composantes spectrales sont identifiées par le nom S(i) de la transition mise en jeu avec i la valeur du nombre quantique rotationnel J de départ de la transition (exemple : la transition depuis le niveau rotationnel J=8 vers le niveau J=10 sera noté S(8)).

2.4.4.2 Mesures temporelles, spectrales et spatiales obtenues en sortie de la fibre HC lorsque l'injection de la fibre est décentrée

L'absence de conversion FM/AM a été observée dans des conditions optimales d'injection. Or, le contenu modal de ces fibres (HC à guidage par couplage inhibé) est très sensible à la qualité de l'injection et la génération de conversion FM/AM par battements entre modes spatiaux dans les premiers mètres de propagation pourrait avoir lieu en cas d'injection non optimale. Nous avons ainsi vérifié méthodiquement la robustesse des performances obtenues au regard du désalignement du faisceau incident (mesures réalisées avec des impulsions incidente de 10 µJ). Le principe de la méthode est synthétisé Figure IV-20. Il s'agit de décentrer l'injection suivant deux axes transverses et pour deux valeurs de décentrement¹⁷⁰. Nous obtenons alors huit points de mesures répartis sur deux cercles de rayon respectif 2,5 et 5 µm. La forme temporelle et le spectre électrique associés au cas de l'injection optimisée sont rappelés Figure IV-21. Les profils spatiaux et les valeurs des transmissions obtenus pour chacun des points de mesure sont présentés Figure IV-22. Pour l'ensemble des points considérés, seul le mode fondamental gaussien semble être présent en sortie des 15 m de fibre et nous ne constatons aucune dégradation du profil spatial de sortie. Cette première observation semble indiquer que les modes d'ordre supérieur de la fibre possèdent bien des pertes très supérieures à celles du mode fondamental. Toutefois les valeurs de transmission relevées semblent indiquer que, malgré des décentrements de 2,5 et 5 µm, la puissance injectée dans les HOMs reste faible (pas de chutes très importantes de la transmission). Dans le cas le plus défavorable, nous observons une diminution d'environ un tiers de la transmission (passage de 66 à 46 % de transmission pour la mesure B2). Ces résultats spatiaux et de transmission sont déjà très positifs et sont complétés par des mesures temporelles. Ces mesures sont présentées Figure IV-23 pour les décentrements de 2,5 µm et Figure IV-24 pour les décentrements de 5 µm. Elles permettent, en les comparants aux résultats obtenus pour une injection optimale (Figure IV-21), de quantifier directement l'impact du décentrement sur le niveau de conversion FM/AM générée.



Figure IV-20 : Schéma des différents points de mesures permettant de vérifier la robustesse des performances obtenues en fonction du désalignement de l'injection. Le marqueur bleu représente le cœur de la fibre (injection optimisée). Les cercles possèdent des rayons de 2,5 μm et 5 μm. Chaque marqueur représente un point de mesure.

¹⁷⁰ Le profil transverse de la fibre présente une symétrie par rotation et la fibre étant « nue » (notamment sans connecteur avec détrompeur) les directions présentées ici (gauche, droite...) sont arbitraires et liées au positionnement de la fibre lors de cette mesure. Il s'agit donc d'étudier le comportement obtenu pour des **décentrements arbitraires**.



Figure IV-21 : Caractéristiques temporelles obtenues en sortie des 15 m de fibre HC pour une injection optimisée et une énergie par impulsion de 10,4 μ J en entrée de fibre. Marqueur bleu de la Figure IV-20.



Figure IV-22 : Profils spatiaux et valeurs de transmission obtenues pour chacun des points de mesure présentés



 $\label{eq:Figure IV-23} Figure \, IV-23: Caractéristiques temporelles obtenues en sortie des 15 m de fibre HC pour les quatre points de mesures du cercle de 2,5 \mummu m de rayon de la Figure IV-20.$



G2

 $\label{eq:Figure IV-24} Figure \ IV-24: Caractéristiques temporelles en sortie des 15 m de fibre \ HC \ pour les quatre points de mesures du cercle de 5 \ \mu m de rayon de la Figure \ IV-20.$
Les mesures temporelles présentées Figure IV-23 et Figure IV-24, montrent globalement une dégradation des propriétés des impulsions lorsque l'injection est décentrée. Celle-ci est révélée par une augmentation du nombre et de l'amplitude des composantes spectrales du spectre électrique des impulsions¹⁷¹. Ainsi, aussi faible soit la dégradation des performances, il n'est pas envisageable d'injecter le reste de la chaîne avec des impulsions soumises à une fonction de transfert responsable des distorsions temporelles observées (notamment lorsque la double modulation de phase utilisée pour le lissage sera appliquée) et il s'avère nécessaire d'utiliser un système d'injection mécaniquement stable permettant de conserver une injection optimisée de la fibre. Toutefois, il est clair que le comportement modal de la fibre reste très bon malgré le désalignement de l'injection. Pour rappel, l'utilisation sur 17 m de la fibre à cœur creux PMC-C-Yb-7C (première fibre testée) avait généré une conversion FM/AM de facteur de surmodulation¹⁷² égale à 25 % malgré une injection optimisée et une transmission globale de 86 %. Nous avions alors attribué ce comportement au premier mode d'ordre supérieur pouvant se propager dans la fibre. La forme temporelle obtenue avec cette fibre est rappelée Figure IV-25. La comparaison avec les formes temporelles présentées Figure IV-23 et Figure IV-24 est clairement à l'avantage de la fibre « tubulaire ».



Figure IV-25 : Rappel de la forme temporelle obtenue en sortie des 15 m de la fibre HC PMC-C-Yb-7C. Le facteur de surmodulation est de 25 %.

¹⁷¹ Nous pouvons toutefois remarquer que les décentrements de l'injection vers la gauche (G1 et G2) ne génèrent pas de conversion FM/AM. Ce résultat peut être relié aux mesures de S² de la Figure IV-12 sur lesquelles n'est visible qu'un seul mode LP11. Le second mode LP11 orienté à 90° du premier semble donc présenter des pertes de propagation encore plus importantes. Ces résultats restent toutefois très qualitatifs.

 $^{^{172}\}beta = (I_{max}/I_{moy})-1$

2.4.5 Synthèse des performances obtenues avec la fibre à cœur creux fabriquée au laboratoire Xlim

Avec un diamètre de mode de 21 µm, des pertes linéiques de l'ordre de 0,1 dB/m à 1053 nm et des pertes par courbure négligeables pour des rayons de courbures supérieurs à 15 cm, cette fibre apparaissait comme pertinente pour notre application de transport d'impulsions. Des mesures de comportement modal par la méthode du S² ont permis de confirmer ce potentiel. Ces mesures ont été réalisées sur des tronçons de 10 et 3 m ainsi que pour des rayons de courbure de 15 et 30 cm. Dans chacun des cas, une extinction minimum de 24 dB des HOM par rapport au mode fondamental de la fibre a été mesurée. Ces performances sont tout à fait en accord avec les 25 dB demandés dans le cahier des charges¹⁷³ (minimisation de la conversion FM/AM par battement entre les modes spatiaux). Nous avons également réalisé des mesures de taux de linéarité du faisceau en sortie de 15 m de la fibre de transport. Celles-ci ont permis de révéler la présence d'axes sur lesquels il est possible de conserver une polarisation linéaire (taux de linéarité supérieur à 25 dB). Toutefois, avec une biréfringence inférieure à 2.10⁻⁶, cette fibre n'est pas adaptée pour réaliser le transport d'impulsions dans le cadre d'une installation telle que le LMJ¹⁷⁴. Malgré tout, nous avons réalisé des tests de transport d'impulsions pour qualifier les performances de cette fibre. Pour ces tests, des impulsions de 10 ns, modulées en phase (f_m=2 GHz et m= 8) et d'énergie maximum de 340 µJ (P_c maximum de 34 kW) ont été propagées sur 15 m. Les résultats obtenus sont excellents. Le faisceau en sortie de la fibre HC présente un profil gaussien quel que soit la puissance crête transportée. De même, les 15 m de fibre de transport ne génèrent pas de conversion FM/AM sortant du bruit de mesure de notre système d'acquisition. Cette performance est extrêmement positive car la conversion FM/AM doit impérativement être minimisée pour injecter les chaînes d'une grande installation laser. C'est également le point le plus difficile à satisfaire avec des fibres à large aire modale dont l'utilisation est nécessaire au regard des niveaux de puissances crête à transporter et des longueurs considérées. Les limites intrinsèques de la fibre résident toutefois dans les effets non linéaires résultants du transport d'impulsions de forte puissance crête. Avec un MFD de 21 µm, nous avons en effet montré que la diffusion Raman stimulée due aux molécules de diazote présentes dans l'air limite la puissance crête que l'on peut transporter aux alentours de 22 kW pour une propagation sur 15 m. Pour le transport d'impulsions de plus forte puissance crête, deux solutions sont à considérer. Le transport sur une distance plus courte ou l'utilisation de dispositifs permettant d'appliquer un vide léger dans la fibre ou d'y introduire un gaz monoatomique de type Argon. Deux exemples de tels systèmes sont illustrés Figure IV-26. Avec ces derniers, le transport des puissances crêtes envisagée (entre 10 et 300 kW) semble possible¹⁷⁵. Enfin, en plus des excellentes performances temporelles et spectrales obtenues, le profil spatial de sortie est excellent quelle que soit le niveau d'énergie considéré (Figure IV-18) et aucun signe de dommage n'a été observé sur les faces de la fibre durant les expériences

 $^{^{173}}$ L'incertitude du banc de mesure de S² sur la détermination des poids relatifs des modes peut être supérieure à 1 dB.

¹⁷⁴ Il est nécessaire d'obtenir une fibre présentant réellement un comportement PM avec une biréfringence suffisante pour conserver une polarisation linéaire et orientée selon un axe donné en dépit des contraintes (thermiques, mécaniques) liées à sa mise en œuvre sur une installation laser.

¹⁷⁵ Il n'est toutefois pas impossible d'être confronté à des phénomènes de type mélange à 4 ondes pour des puissances crêtes supérieures aux 30 kW testées.

malgré des impulsions de plus de $300 \,\mu\text{J}$ et des puissances crête supérieures à $30 \,\text{kW}$. Pour rappel, ce seuil de dommage élevé était attendu (et espéré...) grâce au guidage par couplage inhibé utilisé par cette fibre qui permet de minimiser la puissance optique transportée dans les ponts de silice situés en périphérie du cœur.

En conclusion, les qualités de cette fibre pour effectuer le transport d'impulsions types LMJ de forte énergie (> 100 μ J) sont certaines et confirment le potentiel des fibres HC pour notre application. En revanche, l'obtention d'une fibre HC PM aux performances équivalentes reste impérative. Dans ce sens, des designs théoriques de fibres HC PM à guidage par couplage inhibé ont récemment été proposés [104] et une fibre HC PM à guidage par bande interdite photonique à même déjà été développée [105]. Toutefois, le domaine spectral de celleci est situé aux alentours de 1,5 μ m. Aujourd'hui, aucune fibre HC PM à guidage par couplage inhibé pouvant être utilisée à 1 μ m n'est disponible à notre connaissance.



Figure IV-26 : Photos des deux dispositifs commerciaux de transport d'énergie par fibre à cœur creux proposés par la société Glophotonics. Ces dispositifs permettent d'appliquer un vide dans la fibre ou d'y introduire un gaz. (a) Système comprenant un boitier permettant l'alignement du faisceau pour l'injection dans la fibre, la fibre protégée par une gaine mécanique (jaune) et un connecteur de sortie spécialement développé. (b) Système comprenant la fibre protégée mécaniquement par une gaine métallique et deux connecteurs spécialement développés.

3 Synthèse et perspectives des démonstrations expérimentales du transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête

Ce quatrième et dernier chapitre a été consacré aux premières démonstrations expérimentales de transport fibré d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête. Pour rappel, le but est d'étudier la faisabilité du transport, sur 15 m, des impulsions délivrées par une source de nouvelle génération, plus énergétique (voir par exemple le système développé dans le chapitre 2).

Dans un premier temps, et fort de la connaissance du cahier des charges établi dans le premier chapitre et des limitations liées aux effets non linéaires issues des simulations numériques du chapitre 3, un panel représentatif des différentes fibres qui peuvent être envisagées pour réaliser cette fonction a été présenté. Les caractéristiques de fibres issues de laboratoires académiques (Phlam, Xlim) ou d'industriels (Nufern®, NKT Photonics®, Glophotonics®) y sont présentées. Celles-ci sont confrontées au cahier des charges et deux cas de figure sont abordés. Le cas d'impulsions de puissance crête inférieure à 10 kW (qui correspondrait à une augmentation de l'énergie en sortie de source fibrée d'environ 30 dB par rapport à la source actuelle) et le cas d'impulsions de puissance crête de plusieurs dizaines voire centaines de kilowatts. Dans le premier cas, les résultats du chapitre trois permettent d'envisager l'utilisation de fibres en silice possédant des diamètres de mode inférieurs à 35 µm. Quatre fibres de ce type ont été présentées dans le Tableau 7. Celles-ci semblent satisfaire le cahier des charges établi en termes de maintien de polarisation, de pertes, de contenu modal et de dispersion. Pourtant, aucun test n'a été réalisé avec ces fibres. Nous nous sommes en effet focalisés sur le transport d'impulsions de plusieurs dizaines de kilowatts voire plus. Dans ce cas, nous avons montré qu'il est à l'heure actuelle inenvisageable de considérer l'utilisation de fibres dans lesquelles le signal se propage dans la silice. L'exemple de la fibre dite « Bragg pixelisée » (fibre (6) du Tableau 7) en atteste. Celle-ci présente un MFD de 70 µm permettant le transport d'impulsions de puissance crête maximum de 40 kW (limitation Raman théorique de 10 W/µm²). Potentiellement intéressante, cette fibre est en réalité l'exemple parfait des nombreuses difficultés qui jalonnent la réalisation d'une fibre monomode de grande aire effective. Elle n'est pas à maintien de polarisation et présente des pertes très importantes. Il faut également rappeler le phénomène de réduction de l'aire effective liée à la courbure de la fibre. Cette réduction est d'autant plus forte et rapide que le MFD initial est important. Il est ainsi très compliqué de satisfaire l'ensemble du cahier des charges établi pour des fibres en silice de très grande aire modale. La solution envisagée pour adresser cette problématique consiste alors à utiliser des fibres à cœur creux (HC). Celles-ci permettent, à MFD égale, de réduire très fortement les effets non linéaires en comparaison des fibres en silice. Elles présentent également de très faibles pertes linéiques et par courbures. Trois fibres de ce type ont été présentées dans le Tableau 7 et testées dans la section 2.

Ainsi, dans un deuxième temps, les démonstrations expérimentales de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête par fibres HC ont été présentées. Les tests réalisés avec la fibre HC-1060 fabriquée par la société NKT Photonics (fibre (7) du Tableau 7) ont, outre le niveau impressionnant de conversion FM/AM générée, permis de tirer un premier constat : **minimiser la puissance optique transportée dans la silice périphérique du cœur doit être le premier critère discriminant pour le choix des fibres HC.** En effet,

avec un taux de recouvrement du mode avec la silice compris entre 5 et 10 %, nous avons constaté un seuil de dommage de cette première fibre autour de quelques dizaines de microjoules pour des impulsions de 10 ns. Ce seuil est trop faible pour notre application. Les fibres HC à guidage par couplage inhibé semblent alors constituer la voie la plus pertinente. Le transport d'impulsions femtosecondes de plusieurs millijoules a d'ailleurs déjà été démontré dans de telles fibres grâce à des taux de recouvrement du faisceau avec la silice inférieure à 10-3[97]. Nous avons ainsi testé le transport d'impulsions carrées de 10 ns et 330 µJ dans 17 m d'une telle fibre. Celle-ci possède un MFD de 39 µm et de très faibles pertes (pertes linéiques de 0,05 dB/m et 3 dB/m pour un rayon de courbure de 5 cm). Malgré 17 m de propagation et un rayon de courbure de 20 cm, une excellente transmission de 86 % a été obtenue et aucun signe d'effets non linéaires n'a été mis en évidence. Toutefois, en dépit de ces points très positifs, l'utilisation de cette fibre pour le transport d'impulsions dans le cadre d'une installation laser de puissance telle que le LMJ est inenvisageable. Nous avons en effet constaté, après transport, l'apparition de modulations d'amplitudes issues du phénomène de conversion FM/AM. Des caractérisations supplémentaires nous ont permis d'imputer ces modulations au caractère légèrement multimode de la fibre. Ainsi, tirant avantage de la capacité intrinsèque des fibres HC à minimiser les effets non linéaires, nous nous sommes orientés vers une troisième et dernière fibre, de plus faible MFD.

Avec un diamètre de mode de 21 µm, des pertes linéiques de l'ordre de 0,1 dB/m à 1053 nm et des pertes par courbure négligeables pour des rayons de courbures supérieurs à 15 cm, cette fibre apparaissait comme pertinente pour notre application de transport d'impulsions. Des mesures de comportement modal par la méthode du S² ont permis de confirmer le potentiel de cette fibre. Nous avons également réalisé des mesures de taux de linéarité du faisceau en sortie de 15 m de la fibre de transport. Celles-ci ont permis de révéler la présence d'axes sur lesquels il est possible de conserver une polarisation linéaire (taux de linéarité supérieur à 25 dB). Toutefois, avec une biréfringence inférieure à 2.10⁻⁶, cette fibre n'est pas adaptée pour réaliser le transport d'impulsions dans le cadre d'une installation telle que le LMJ¹⁷⁶. Malgré tout, nous avons réalisé des tests de transport d'impulsions pour qualifier les performances de cette fibre. Des impulsions de 10 ns et 340 µJ (Pc maximum de 34 kW) ont ainsi été propagées sur 15 m. Les résultats obtenus sont excellents. Les 15 m de fibre de transport n'ont en effet pas généré de conversion FM/AM sortant du bruit de mesure de notre système d'acquisition. Avec un MFD de 21 µm, nous avons toutefois montré que la diffusion Raman stimulée dans l'air limite la puissance crête que l'on peut transporter avec cette fibre. Le transport sur une distance plus courte ou l'utilisation de dispositifs permettant d'appliquer un vide léger dans la fibre ou d'y introduire un gaz monoatomique de type Argon semble permettre toutefois de repousser cette limitation à des valeurs bien supérieures à celles mis en jeu dans nos systèmes. Enfin, en plus des excellentes performances temporelles et spectrales obtenues, le profil spatial de sortie est excellent quelle que soit le niveau d'énergie considéré (Figure IV-18) et aucun signe de dommage n'a été observé sur les faces de la fibre durant les expériences malgré des impulsions

¹⁷⁶ Il est nécessaire d'obtenir une fibre présentant réellement un comportement PM avec une biréfringence suffisante pour conserver une polarisation linéaire en dépit des contraintes (thermiques, mécaniques) liées à sa mise en œuvre sur une installation laser.

de plus de 300 μ J et des puissances crête supérieures à 30 kW. Pour rappel, ce seuil de dommage élevé était attendu (et espéré...) grâce au guidage par couplage inhibé utilisé par cette fibre qui permet de minimiser la puissance optique transportée dans les ponts de silice situés en périphérie du cœur.

Ainsi, les conclusions des premières démonstrations expérimentales de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête sont doubles. Tout d'abord, et de manière très pragmatique, aucune fibre n'a, à ce jour, été identifiée pour notre problématique de transport sur 15 m d'impulsions alliant forte énergie (> 100 µJ) et forte puissance crête (>10 kW). Comme nous avons pu le constater, transporter de manière fibrée de telles impulsions est tout à fait réalisable avec les solutions actuellement disponibles commercialement. Toutefois, nous nous confrontons au cahier des charges extrêmement exigeant lié à l'utilisation de telles solutions sur une installation laser type LMJ. La minimisation de la conversion FM/AM lors du transport, et notamment les caractéristiques modales et de maintien de polarisation qui en découlent, sont les points les plus critiques à satisfaire aujourd'hui. Malgré ce manque de succès immédiat, ces premières expériences ont permis de confirmer le potentiel des fibres à cœur creux à guidage par couplage inhibé. En plus de leur capacité intrinsèque à minimiser les effets non linéaires, celle-ci semblent permettre d'obtenir un comportement suffisamment monomode pour notre application (minimisation de la conversion FM/AM) et leur seuil de dommage est supérieur aux niveaux d'énergie et de puissance crête en jeu pour notre problématique. En revanche, l'obtention d'une fibre HC PM aux performances équivalentes reste impérative. Dans ce sens, des designs théoriques de fibres HC PM à guidage par couplage inhibé ont récemment été proposés [104] et une fibre HC PM à guidage par bande interdite photonique à même déjà été développée [105]. Toutefois, le domaine spectral de celle-ci est situé aux alentours de 1,5 µm et aucune fibre HC PM à guidage par couplage inhibé pouvant être utilisée à 1 µm n'est disponible aujourd'hui à notre connaissance.

V.

Synthèse et perspectives liées à l'amplification et au transport fibré d'impulsions de forte énergie pour les pilotes des installations laser de puissance

Synthèse des performances obtenues

Pour rappel, l'objectif général de cette thèse est de permettre une augmentation de l'énergie disponible en sortie de la source fibrée actuelle du LMJ. Dans cet objectif, trois axes de travail ont été identifiées :

- \rightarrow Réalisation d'**amplificateurs lasers** dans la gamme nanoseconde, à 1053 nm, <u>entièrement fibrés</u> et de forte énergie (> 100 µJ).
- → **Transport fibré** d'impulsions nanosecondes, énergétiques et de forte puissance crête.
- → Recherche de briques technologiques permettant une modification en profondeur de l'**architecture de la source LMJ** actuelle.

Le premier chapitre a permis de présenter les informations nécessaires à l'établissement du cahier des charges des systèmes que l'on souhaite développer et des fibres à intégrer. Pour cela, l'architecture de la source actuelle du LMJ et les caractéristiques des impulsions qu'elle délivre ont été détaillées. Ces informations servent de données d'entrées pour les systèmes à développer. Dans un deuxième temps, les deux principales difficultés liées à la réalisation de systèmes fibrés d'amplification et de transport de nos impulsions ont été présentées. La problématique de minimisation des effets non linéaires, générique à la réalisation de systèmes fibrés délivrant des impulsions de forte énergie/puissance crête, a été introduite. La nécessité d'utiliser des fibres LMA permettant de minimiser les dégradations spectro-temporelles de nos impulsions a été soulignée. Nous avons ensuite introduit le phénomène de conversion FM/AM, difficulté bien plus particulière à notre problématique. Celle-ci est liée à l'utilisation de modulations de phase temporelle pour l'augmentation de la largeur spectrale de nos impulsions.

220

Ainsi, le formalisme utilisé pour traiter ce phénomène ainsi que ses conséquences sur nos impulsions ont été présentés. Nous avons alors défini les grandeurs pertinentes pour leurs caractérisations et avons quantifié les propriétés sur le contenu modal et le maintien de polarisation des fibres à intégrer nécessaires à la minimisation des modulations d'amplitude. Fort de la connaissance des performances lasers recherchées ainsi que des principales limitations liées aux effets non-linéaires et à la conversion FM/AM, le cahier des charges synthétisant les performances lasers et les contraintes sur les fibres et les composants à intégrer a été présenté et commenté. Il a ainsi été souligné la difficulté de réaliser des fibres satisfaisant l'intégralité du cahier des charges établi. En particulier, le triptyque : fibres LMA, monomodes (25 dB d'extinction entre les modes d'ordre supérieur et le mode fondamental) et à maintien de polarisation (PER > 25 dB) est le point le plus délicat du cahier des charges.

Le chapitre deux a été consacré à la présentation des systèmes amplificateurs réalisés et des performances obtenues. Ainsi, dans une première section, nous avons identifié le type de fibres optiques le plus adapté à notre problématique. Nous nous sommes alors orientés vers les fibres dites « effilées ». Ces fibres LMA présentent en effet un comportement monomode allié à une facilité d'intégration accrue. Au regard du cahier des charges établi dans le premier chapitre, une fibre de ce type de 25 µm de MFD, réalisée par le laboratoire Russe du FORC, a été sélectionnée pour être intégrée au sein du système d'amplification de forte énergie. Celuici est basé sur une architecture de type MOPA afin de permettre le filtrage de l'ASE entre les étages d'amplification. Dans ce sens, un préamplificateur et un amplificateur de puissance ont ainsi été développés et placés en aval de la source type LMJ utilisée au laboratoire. Une qualification des performances accessibles avec ce système a été réalisée. Lors de ces tests, la diffusion Brillouin stimulée est apparue comme la limitation principale à l'amplification de forte énergie de nos impulsions. Le seuil de la SBS dans notre système a ainsi été quantifié aux alentours de 300 µJ pour des impulsions de durées comprises entre 2 et 10 ns. Afin de repousser cette limitation, une seconde fibre effilée de 32 µm de MFD a été utilisée en remplacement de la première fibre citée. Son intégration a permis de repousser le seuil Brillouin de notre système de plus de 30 %. Ainsi, dans une architecture entièrement fibrée, le système développé permet aujourd'hui l'amplification d'impulsions type LMJ jusqu'à des énergies de plusieurs centaines de microjoules (max 500 µJ pour des impulsions de 10 ns) dans un régime multi-kilohertz. Dans cette limite, les caractéristiques temporelles, spectrales et spatiales sont en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre. Ces performances constituent une avancée significative en termes de performances et de maitrise des performances au regard des deux thèses précédentes sur le sujet [8,9]. Particulièrement, les caractérisations temporelles réalisées permettent de confirmer la minimisation des modulations d'amplitude issues du phénomène de conversion FM/AM. Le système développé permet donc de converger un peu plus vers le cahier des charges lié à l'injection d'une installation laser de puissance telle que le LMJ. De même, il s'agit également de résultats de premiers plans comparables à l'état de l'art sur ce sujet très spécifique [74]. En perspective, afin d'augmenter l'énergie disponible en sortie de notre système, une fibre effilée de 88 µm de MFD et à maintien de polarisation a récemment été identifiée. De prochains tests d'amplification avec cette fibre laissent entrevoir de réelles possibilités d'atteindre une énergie de 1 mJ par impulsion, objectif initial que nous nous étions fixé. Avant cela, une solution bien

plus prospective, liée à l'utilisation d'un signal à dérive de fréquence, a été considérée dans la troisième partie du chapitre 2. Celle-ci sera abordée plus loin.

Pour rappel, l'objectif des troisième et quatrième chapitres était de répondre à la question suivante :

Dans le cas de l'utilisation d'une source de nouvelle génération (de plus forte énergie), et en respectant l'architecture actuelle du LMJ (distance source/MPA ~ 15 m), est-il toujours possible d'effectuer le transport de nos impulsions de manière fibrée ?

Pour ce faire, le troisième chapitre fut consacré à des simulations numériques visant à quantifier les limitations liées aux effets non linéaires de types diffusion Raman stimulée, diffusion Brillouin stimulée et effet Kerr. Nous avons ainsi pu montrer que le format de modulation de phase anti-Brillouin du LMJ et surtout l'utilisation d'impulsions de durée inférieur à 10 ns permettent de repousser le seuil d'apparition de la SBS au-delà du seuil Raman. Pour une propagation sur 15 m et des fibres dites standard, c'est-à-dire pour lesquelles le faisceau se propage dans la silice, la limitation en termes d'intensité crête se situe ainsi pour nos impulsions aux alentours de 10 W/µm². De la même manière, la limitation des fibres HC semble résider, elle aussi, dans la diffusion Raman stimulée. Dans ce cas par contre, le seuil en intensité se situe aux alentours de 40 W/µm² et peut être augmenté grâce à l'utilisation de systèmes d'injection d'autres gaz ou permettant d'obtenir un vide léger dans ces fibres. Pour le phénomène d'auto-modulation de phase, et en tenant compte de cette limitation Raman, la valeur maximale de phase non linéaire pouvant être accumulée lors de la propagation de nos impulsions a été fixée à 30 radians. Nous avons illustré, dans cette limite, les dégradations spectrales issues du phénomène d'auto-modulation de phase. Dans le cas d'impulsions soumises au phénomène de conversion FM/AM avant ou pendant le transport, l'effet de la phase non linéaire sur les propriétés spectrales de nos impulsions devient réellement limitant. En particulier, les modulations de hautes fréquences entraînent un élargissement spectral important malgré de faibles valeurs d'intégrale B (< 30 radians) et de facteur de surmodulation ($\beta \approx 5$ %). Cet élargissement peut alors s'avérer critique lors de la propagation du signal dans le reste de la chaîne laser en induisant une conversion FM/AM importante. Une étude est aujourd'hui en cours en interne sur le sujet mais nous ne disposons pas, à ce jour, de critères quantitatifs sur la valeur maximale admise pour le facteur de surmodulation avant transport dans cette limite de 30 radians d'intégrale B. Ainsi, bien que nous soyons aujourd'hui capables de réaliser des systèmes d'amplification fibrés de forte énergie qui présentent souvent un niveau très faible de conversion FM/AM (chapitre 2), la minimisation de la phase non linéaire accumulée pendant le transport s'avère un point critique. Pour cela, et de manière équivalente aux effets Brillouin et Raman, les fibres HC sont apparues comme particulièrement pertinentes. Leur utilisation permet en effet de minimiser les dégradations spectro-temporelles liées aux différents effets non-linéaires. Dans ce sens, des premières démonstrations expérimentales réalisées avec ce type de fibres ont été présentées dans le chapitre 4.

Dans ce dernier chapitre, un panel représentatif des différentes fibres qui peuvent être envisagées pour réaliser le transport sur 15 m de nos impulsions a été présenté. Nous avons alors montré **qu'il est à l'heure actuelle inenvisageable de considérer l'utilisation de fibres**

dans lesquelles le signal se propage dans la silice pour réaliser le transport, sur une telle distance, d'impulsions de plusieurs dizaines de kilowatts crête. La solution envisagée pour adresser cette problématique consiste alors à utiliser des fibres à cœur creux (HC). Cellesci permettent, à MFD égale, de réduire très fortement les effets non linéaires en comparaison des fibres en silice. Elles présentent également de très faibles pertes linéiques et par courbures. Trois fibres de ce type ont ainsi été identifiées. Les démonstrations expérimentales de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête avec ces fibres ont été présentées. Les deux premières fibres ont permis d'établir les deux constats suivants :

- Afin de limiter les dommages, minimiser la puissance optique transportée dans la silice périphérique du cœur doit être le premier critère discriminant pour le choix des fibres HC. Les fibres HC à guidage par couplage inhibé semblent alors constituer la voie la plus pertinente.
- Le caractère monomode des fibres utilisées est fondamental. Il est alors nécessaire de caractériser au mieux le comportement modal de la fibre et de privilégier l'utilisation de fibres d'aire effective modérée.

Ainsi, une fibre présentant un diamètre de mode de 21 µm, des pertes linéiques de l'ordre de 0,1 dB/m à 1053 nm et des pertes par courbure négligeables pour des rayons de courbures supérieurs à 15 cm, s'est révélée comme particulièrement pertinente pour notre application. Des mesures de comportement modal par la méthode du S² ont permis de confirmer le potentiel de cette fibre. Nous avons ainsi réalisé des tests de transport d'impulsions pour qualifier les performances de cette fibre. Des impulsions de 10 ns et 340 µJ (Pc maximum de 34 kW) ont ainsi été propagées sur 15 m. À ces niveaux, aucun signe de dommage n'a été observé sur la fibre et les caractéristiques temporelles obtenues sont excellentes. Les 15 m de fibre de transport n'ont en effet pas généré de conversion FM/AM sortant du bruit de mesure de notre système d'acquisition. Avec un MFD de 21 µm, nous avons toutefois montré que la diffusion Raman stimulée dans l'air limite actuellement la puissance crête que l'on peut transporter avec cette fibre aux alentours des 20 kW. L'utilisation de dispositifs permettant d'appliquer un vide léger dans la fibre ou d'y introduire un gaz monoatomique de type argon semble toutefois permettre de repousser cette limitation à des valeurs bien supérieures à celles mises en jeu dans nos systèmes. Ainsi, les conclusions des premières démonstrations expérimentales de transport d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête sont doubles. Tout d'abord, et de manière très pragmatique, aucune fibre n'a, à ce jour, été identifiée pour notre problématique de transport sur 15 m d'impulsions alliant forte énergie (> 100 µJ) et forte puissance crête (>10 kW). Comme nous avons pu le constater, transporter de manière fibrée de telles impulsions est tout à fait réalisable avec les solutions actuellement disponibles commercialement. Toutefois, nous nous confrontons au cahier des charges extrêmement exigeant lié à l'utilisation de telles solutions sur une installation laser type LMJ. La minimisation de la conversion FM/AM lors du transport, et notamment les caractéristiques modales et de maintien de polarisation qui en découlent, sont les points les plus critiques à satisfaire aujourd'hui. Malgré ce manque de succès immédiat, ces premières expériences ont permis de confirmer le potentiel des fibres à cœur creux à guidage par couplage inhibé. En plus de leur capacité intrinsèque à minimiser les effets non linéaires, celle-ci semblent permettre d'obtenir un comportement suffisamment monomode pour notre application (minimisation de la conversion FM/AM) et leur seuil de dommage est supérieur aux niveaux d'énergie et de puissance crête en jeu dans nos systèmes. En revanche, l'obtention d'une fibre HC PM aux performances équivalentes reste impérative. Dans ce sens, des designs théoriques de fibres HC PM ont récemment été proposés [104] et une fibre HC PM a même déjà été développée [105]. Toutefois, le domaine spectral d'utilisation de cette dernière est situé aux alentours de 1,5 μ m et aucune fibre HC PM pouvant être utilisée à 1 μ m n'est disponible aujourd'hui à notre connaissance.

En conclusion, le travail présenté dans ce manuscrit présente un certain nombre d'avancées au regard des deux thèses précédentes sur le sujet [8,9]. Notamment, l'aspect monolithique du système laser développé ainsi que le niveau d'énergie disponible en sortie démontre la capacité des systèmes fibrés à délivrer des impulsions de forte énergie en maintenant un niveau de performances temporelles et spectrales en accord avec le cahier des charges d'une grande installation laser de puissance. En particulier, les caractérisations temporelles ont permis de souligner notre capacité à minimiser les modulations d'amplitude issues du phénomène de conversion FM/AM, performance critique pour l'application visée. En complément de ces résultats, la problématique de transport fibré d'impulsions type LMJ de forte énergie/puissance crête a été abordée pour la première fois. Si aucune solution immédiate n'a pu être identifiée pour réaliser cette fonction, l'étude présentée a permis de définir de manière claire et quantitative l'orientation à suivre pour converger vers une solution compatible de notre application. En effet, les fibres à cœur creux, et en particulier celles basées sur le mécanisme de guidage par couplage inhibé, représente l'unique solution actuellement viable pour réaliser le transport sur 15 m de nos impulsions. L'aspect maintien de polarisation représente toutefois aujourd'hui un verrou scientifique et technique à l'intégration de ce type de fibres dans nos systèmes. Ainsi, à la suite de ces travaux, les perspectives de cette thématique sont nombreuses et laissent entrevoir la possibilité de réaliser une source fibrée de nouvelle génération pouvant, à terme, permettre son intégration sur une grande installation laser de puissance. En particulier, en plus des efforts à maintenir pour converger vers des systèmes capables d'amplifier et de transporter nos impulsions dans une gamme d'énergie de l'ordre de 1 mJ et avec le niveau de performances recherché, trois orientations ont été identifiées pour permettre une modification en profondeur de l'architecture du pilote actuel. Celles-ci sont présentées ci-dessous.

Perspectives de la thématique

Nous avons ainsi abordé, en fin de deuxième chapitre, la possibilité d'intégrer en lieu et place de l'oscillateur fibré actuel une diode laser de type DFB. Nous avons souligné l'impact positif de l'utilisation d'une telle solution au sein du système développé. Cet impact se matérialise par une simplification de l'architecture et une énergie plus élevée disponible en sortie de notre système. Ce dernier point est rendu possible par la possibilité offerte par la diode utilisée de délivrer un signal présentant une importante dérive en fréquence. Ainsi, avec une valeur obtenue de 4,5 GHz/ns, l'augmentation du seuil Brillouin de notre système fibré est plus importante que celle issu de la modulation de phase à 2 GHz utilisée dans la source actuelle du LMJ. Une telle valeur de dérive en fréquence a ainsi permis, dans un régime multikilohertz, de délivrer des impulsions carrées de 10 ns et 1,25 mJ avec des caractéristiques temporelles et spectrales en accord avec notre cahier des charges. Toutefois, bien que cette étude ait démontré un impact positif de l'utilisation d'un signal à dérive de fréquence sur la source fibrée, l'impact système sur l'ensemble de l'installation LMJ reste à quantifier. Cette étude sort toutefois du cadre de ma thèse.

Une deuxième orientation sur laquelle j'ai travaillé en début de thèse est celle liée à la mise en forme spatiale du faisceau. L'objectif est alors de réaliser de manière fibrée, directement dans la source, une première mise en forme spatiale du faisceau. Actuellement réalisée dans la cavité régénérative des modules préamplificateurs, celle-ci consiste à transformer le profil d'intensité gaussien issu des fibres en un faisceau de profil d'intensité uniforme nécessaire à l'injection des chaînes laser de puissances. Le principe et les résultats obtenus sur cette thématique n'ont pas été abordés dans le manuscrit. Nous nous proposons de présenter succinctement ici les principaux résultats et les perspectives de cette étude.



Figure V-1 : Image de la section transverse de la fibre mode plat développée par Pierre Gouriou au Phlam. Les paramètres géométriques de la fibre sont également indiqués (Issue de [106]).

Le principe de mise en forme spatiale fibrée de faisceau réside, dans notre cas, en la réalisation d'une fibre optique monomode, dont le mode fondamental ne présente pas un profil d'intensité gaussien mais aplati. Pour ce faire, la stratégie de base consiste à déposer un anneau de haut indice autour du cœur de la fibre. En fonction du rayon du cœur, le couple (indice de l'anneau ; épaisseur de l'anneau) doit être finement contrôlé afin d'obtenir le profil d'intensité uniforme à la longueur d'onde souhaitée (1053 nm dans notre cas). Ces études théoriques sont explicitées de manière extensive dans les thèses de Pierre Calvet [9] et de Pierre Gouriou [106].

Pour ma part, à mon arrivée, une fibre monomode à profil d'intensité uniforme avait été développée et intégrée au sein d'un système laser capable de délivrer des impulsions de 100 μ J [10]. Toutefois, le point critique de cette fibre était son caractère non PM. L'intégration de celleci au sein du système laser avait donc été réalisée dans une configuration de type embout dans laquelle un tronçon millimétrique de cette fibre était utilisée pour réaliser la mise en forme spatiale du faisceau. Le challenge était alors de réaliser une fibre équivalente à maintien de polarisation. Cette fibre a été réalisée avec succès fin 2014 par Pierre Gouriou lors de sa thèse au Phlam [86]. Une image de la section transverse de la fibre est présentée Figure V-1. J'ai alors contribué à de multiples caractérisations de cette fibre conjointement avec Pierre Gouriou. Des mesures de profils spatiaux, de contenu modal, de PER et de pertes ont été effectuées. Des caractérisations spatiales sont présentées Figure V-2 et Figure V-3.

226



Figure V-2 : (a) Profil transverse de l'intensité obtenu en sortie de la fibre présentée Figure V-1 pour une longueur d'onde de 1050 nm. (b) Coupe transverse selon x. (c) Coupe transverse selon y (Issues de [106]).



Figure V-3 : (a) Dispositif expérimental de mesure du profil spatial en sortie de la fibre présentée Figure V-1.
(b) Profils d'intensité en sortie de la fibre pour des décentrements d'injection (Δx) de 0, 5 et 7 μm
(respectivement 0, 70 et 100 % du rayon du cœur). Ces mesures ont été réalisées en injectant un faisceau dont la polarisation est alignée selon un axe de biréfringence puis selon l'axe orthogonal (Issues de [106]).

Dans des conditions optimales d'injection, la Figure V-2 montre clairement l'obtention d'un profil d'intensité uniforme aux alentours de 1050 nm. Le MFD à $1/e^2$ du mode est de l'ordre de 18 µm. Les coupes transverses présentées laissent apparaitre la raideur des fronts du profil d'intensité. La robustesse de l'obtention de ce profil spatial au regard des décentrements de l'injection a été vérifiée. Les résultats sont présentés Figure V-3 et montrent que le profil spatial de sortie reste plat malgré des décentrements de l'injection allant jusqu'à 100 % du rayon du cœur. Ces deux premières figures donnent ainsi des résultats encourageant pour l'obtention d'un comportement monomode. Afin de vérifier ce comportement, des mesures du contenu modal par la méthode du S² ont été réalisées. Dans des conditions d'injection optimisée, aucun HOM n'a pu être détecté (extinction > 30 dB). Afin de vérifier ce comportement, des conditions expérimentales défavorables ont alors été utilisées. La fibre de 5 m a a ainsi été positionnée de manière rectiligne (afin de minimiser au maximum le filtrage par courbure des HOMs) et l'injection a été décentrée de 5 µm. Dans ces conditions, deux HOMs de type LP11 ont été détectés (Figure V-4). Toutefois, leur extinction est supérieure à 15 dB en dépit des conditions expérimentales utilisées, signe de l'excellent comportement modal de la fibre.



Figure V-4 : Résultats de la mesure de S² effectuée avec la fibre présentée Figure V-1. Pour cette mesure, un tronçon de 5 m de cette fibre positionné de manière rectiligne a été utilisé. L'injection a alors été décentrée de 5 μm (70 % du rayon du cœur) pour favoriser l'injection des HOMs (Issue de [106]).

À la suite de ces résultats très encourageants, des mesures de biréfringence ont été réalisées. Une valeur de $0,6.10^{-4}$ a été déterminée par la méthode du spectre cannelé et confirmée par une mesure de S² (injection et analyse à 45° des axes de biréfringence). Un PER supérieur à 20 dB a été obtenu. Cette mesure a été réalisée sur un tronçon de 20 m en présence de contraintes mécaniques. Enfin, des pertes linéiques de 0,1 dB/m ont été mesurées et les pertes par courbure sont négligeables pour des rayons supérieurs à 20 cm.

En raison de ces excellentes performances, cette fibre a pu être intégrée au sein d'un système laser de forte énergie. L'architecture de ce système est présentée Figure V-5.



Figure V-5 : (a) Schéma de l'architecture du système laser développé. Ce système permet de délivrer des impulsions carrées de 10 ns et 170 µJ à une fréquence de répétition de 10 kHz et un faisceau cohérent de profil d'intensité uniforme. (b) Image de la soudure de la fibre mode plat (droite) sur la fibre dopée (gauche).



Figure V-6 : Propriétés temporelle, spectrale et spatiale en sortie du système laser présenté Figure V-5 pour des impulsions de 10 ns, 170 μJ et une fréquence de répétition de 10 kHz. (a) Profils temporels en sortie du modulateur d'intensité (vert) et en sortie de système. (b) Spectre électrique associé. (c) Spectre optique. (d) Profil spatial de sortie.

Il s'agit d'un système présentant une architecture équivalente à celle du système développé dans le chapitre 2. Toutefois, en raison du diamètre de mode de 18 μ m de la fibre à mode fondamental aplati, l'étage de puissance est basé sur une fibre dopée de 15 μ m de MFD permettant la soudure directe de la fibre dopée sur la fibre mode plat de quelques dizaines de centimètres. Celle-ci est utilisée pour la mise en forme spatiale et le transport du faisceau. En raison du MFD des fibres utilisées dans l'étage de puissance (< 20 μ m), l'énergie disponible en sortie du système est alors limitée à 170 μ J pour des impulsions de 10 ns en raison de l'apparition de composantes spectrales générées par diffusion Raman stimulée (Figure V-6). Dans cette limite, ce système entièrement fibré permet toutefois de délivrer un faisceau de profil d'intensité uniforme dont les caractéristiques temporelles et spectrales sont en accord avec le cahier des charges établi dans le premier chapitre.

La prochaine étape consiste alors à réaliser la mise en forme spatiale du faisceau en sortie du système fibré présenté dans le second chapitre. Pour ce faire, une augmentation du MFD de la fibre mode plat est impérative. Dans ce sens, Pierre Gouriou a travaillé sur la réalisation de fibres mode plat de $30 \,\mu$ m de MFD pouvant être directement soudées en sortie des fibres effilées utilisées dans l'étage de puissance. Dans un premier temps, et afin de relâcher les contraintes sur le contenu modal et le maintien de polarisation, une solution de type embout est privilégiée. Dans ces conditions, Pierre a réalisé une fibre de $30 \,\mu$ m de diamètre de cœur [106]. Une image du cœur de la fibre est présenté Figure V-7. Sur cette même figure, le profil spatial de sortie est également présenté.



Figure V-7 : (a) Photo de la face de la fibre fabriquée par Pierre Gouriou (zoom sur le cœur de la fibre). (b) Image du profil transverse obtenu en sortie de la fibre et coupe transverse (Issue de [106]).

Le profil spatial obtenu est clairement en adéquation avec le profil recherché avec un MFD à $1/e^2$ de 34 µm adapté aux fibres utilisées dans l'amplificateur de puissance dans le second chapitre. Malheureusement, par manque de temps, l'intégration de cette fibre au sein du système laser n'a pu être réalisée pendant ma thèse. Nous pouvons toutefois être raisonnablement confiants sur la possibilité offerte par cette fibre pour la mise en forme spatiale du faisceau dans une gamme d'énergie de plusieurs centaines de microjoules par impulsion. À la suite de ces démonstrations, l'objectif restera de réaliser une fibre mode plat, monomode et PM d'aire effective équivalente. Des calculs numériques effectués sous COMSOL® par Pierre Gouriou permettent d'orienter les choix de design à réaliser et d'envisager, à terme, la fabrication d'une

telle fibre. Cette solution permettrait alors d'envisager un meilleur couplage de la cavité régénérative des modules préamplificateurs dont le mode propre présente un profil d'intensité uniforme (et une section carrée). En cas de suppression de cette cavité (énergie disponible en sortie de source fibrée de nouvelle génération suffisante), l'association du profil d'intensité uniforme délivré par cette fibre à mode plat et du système de mise en forme spatiale active des MPA pourrait être utilisée pour créer le faisceau de profil d'intensité uniforme à section carrée en minimisant les pertes. Cette brique technologique permettrait alors de modifier l'architecture du pilote.

Enfin, l'utilisation de modulateurs d'intensité dans des gammes d'énergies supérieures à celle actuelle (nanojoule) a été considérée. Ce type de solutions est envisagé afin de permettre un meilleur contrôle de la forme temporelle de sortie et une amélioration du rapport signal à bruit (filtrage temporel de l'ASE). Celle-ci permettrait également d'éliminer les composantes spectrales générées par les fronts des impulsions en raison de la phase non linéaire accumulée dans les étages d'amplification forte énergie et pendant le transport. De premiers tests, très succincts, ont été réalisés en fin de thèse. Ces derniers ont permis de vérifier la tenue au flux d'un modulateur d'intensité dans la gamme du microjoule par impulsion (fréquence de répétition de plusieurs kilohertz). Il s'agit d'une première étape permettant d'envisager, à terme, une évolution importante de l'architecture de la source. L'ambition ultime serait alors de pouvoir réaliser une modulation d'intensité et la modulation de phase liée au lissage, après les étages d'amplification forte énergie et de transport. En plus des avantages mentionnés ci-dessus, appliquer la modulation de phase liée au lissage en sortie de source permettrait ainsi de relâcher un certain nombre de contraintes liées à la minimisation du phénomène de conversion FM/AM dans la source. Toutefois, que ce soit pour la modulation d'intensité ou pour la modulation de phase, des problématiques de tenue au flux des modulateurs et de bande passante restent à analyser. Un travail important est donc nécessaire pour étudier la faisabilité de telles solutions !

Comme on le voit, de nombreuses perspectives sont envisageables pour la suite de cette thématique...

Bibliographie

[1] T. Maiman, "Stimulated optical radiation in Ruby," *Nature*, vol. 187, n°14736, pp. 493-494, 1960.

[2] G. Overton, A. Nogee, D. Belforte et C. Holton, "Annual laser marquet review & forecast: Where have all the lasers gone?" Article du 23 Janvier 2017. Disponible sur : <u>http://wwwlaserfocusworld.com</u> [Accès le 29 Août 2017].

[3] Lawrence Livermore National Laboratory, "Home," [En ligne]. Disponible sur : <u>https://lasers.llnl.gov/</u>. [Accès le 29 Août 2017]

[4] M. L. Spaeth *et al*, "Description of the NIF Laser," *Fusion science and technology*, vol. 69, pp. 25-145, 2016.

[5] R. Butler, Nations Unies, 1996.

[6] L. Videau, Le lissage optique pour les chaînes laser de puissance, Thèse de doctorat, École Polytechnique, 1998.

[7] D. J. Richardson, J. Nilsson et A. Clarkson, « High power fiber laser: current status and future perspectives, » *Journal of Optical Society of America B*, vol. 27, n° 111, pp. B63-B92, novembre 2010.

[8] L. Lago, Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance, Université de Lille 1, 2011.

[9] P. Calvet, Mise en forme spatiale dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d'amplificateurs lasers tout fibrés pour les pilotes des lasers de puissance, Université de Lille 1, 2014.

[10] P. Calvet, C. Valentin, P. Gouriou, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot, Q. Coulombier, M. Douay, R. Habert, K. Delplace, A. Mussot et E. Hugonnot, "Top-hat beam output with 100 μ J temporally shaped narrow-bandwidth nanosecond pulses from a linearly polarized all-fiber system," *Optics Letters*, vol. 39, n° 16, pp. 4780-4783 2014.

[11] A. Jolly, JF Gleyze, J. Luce, H. Coïc et G. Deschaseaux, "Front-end sources of the LIL-LMJ fusion lasers: progress report and prospect", Opt. Eng. 42, 1427 (2003).

[12] A. Aspect, C. Fabre et G. Grynberg, *Optique quantique 1 : Lasers*, Tome 2, École Polytechnique (2001).

[13] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, 3rd Edition (2008).

[14] R. Y. Chiao, C. H. Townes, et B. P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves", Phys. Rev. Lett, vol. 12, n° 21, p. 592 (1964).

[15] S. Hocquet, *Optimisation de la modulation de phase utilisée pour les lasers de puissance*, Télécom ParisTech (2009).

[16] F. Pockels, "Ueber den Einfluss des elektrostatischen Feldes auf das optische Verhalten piezoelektrischer Krystalle", Abh. Ges. Wiss. Gött. Math.-Phys. Kl., vol. 39, p. 1-204 (1894).

[17] G. Arisholm et P. Narum, « Transient transverse stimulated Brillouin scattering with a broadband pump, » IEEE, J. Q. Electronics, vol. 28, n° 10, p. 2075-2083 (1992).

[18] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts et H. H. Yaffe, "Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 4, n° 9, p. 1397-1403 (1987).

[19] L. Videau, *Le lissage optique pour les chaînes laser de puissance*, École Polytechnique (1998).

[20] LMJ-PETAL User Guide, Version 1.2 Avril 2016.
Disponible sur : <u>http://www-lmj.cea.fr/docs/2016/</u> [Accès le 29 Août 2017]

[21] A. Benuzzi-Mounaix *et al, "Progress in warm dense matter study with applications to planetology",* Physica Scripta, T161, 014060 (2014).

[22] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 3rd Edition (2001).

[23] H. Injeyan et G. D. Goodno, "High-Power Laser Handbook", Mc Graw Hill (2011).

[24] L. Dong, « *Approximate treatment of the nonlinear waveguide equation in the regime of nonlinear self-focus*", Journal of Lightwave Technology, vol. 26, n° 20 (2008).

[25] E. Hugonnot, P. Calvet, A. Mussot, G. Tison, A. Mahe et E. Freysz, "Vector modulation instabilities in high peak power polarization maintaining ytterbium-doped single-mode fiber amplifier," Poster Photonics West (2014).

[26] R. H. Solen, W. J. Tomlinson, H. A. Haus et J. P. Gordon, "*Raman response function of silica-core fibers*", JOSA B, vol. 6, n° 6, p. 1159-1166 (1989).

[27] R. G. Smith, « *Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*", Appl. Opt., vol. 11, n° 11, p. 2489-2494 (1972).

[28] B. Wedding, "New method for optical transmission beyond dispersion limit," Electron. Lett. Vol. 28, p. 1298-1300 (1992).

[29] S. Hocquet, D. Penninckx, E. Bordenave, C. Gouédard et Y. Jaouën, «FM-to-AM conversion in high-power lasers, » Appl. Opt., vol. 47, n° 18, p. 3338-3349 (2008).

[30] J. E. Rothenberg, D. F. Browning et R. B. Wilcox, « *The issue of FM to AM conversion on the National Ignition Facility*", Proc. SPIE, 3492, p. 51-61 (1999).

[31] J. D. Lindl *et al, "The physics basis for ignition using indirect-drive targets on National Ignition Facility"*, Phys. Plasma 11 (2004).

[32] Voir les fiches de spécifications des fibres dites « ROD » sur le site de la société NKT Photonics® <u>http://www.nktphotonics.com/</u> [Accès le 29 Août 2017].

[33] Fiche de spécification de la fibre HC-1060-02, sur <u>http://www.nktphotonics.com/</u> [Accès le 29 Août 2017].

[34] D. Jain, Y. Jung, P. Barua, S. Alam et J. Sahu, "Demonstration of ultra-low NA rare-earth doped step index fiber for applications in high power fiber lasers", Optics Express, Vol. 23, No. 6, p. 7407-7415 (2015).

[35] V. Petit, R. P. Tumminelli, J. D. Minelly et V. Khitrov, "*Extremely low NA Yb doped preforms* (<0,03) fabricated by MCVD", Proc. SPIE, vol. 9728, 97282R (2016).

[36] J. P. Yehouessi, O. Vanvincq, A. Cassez, M. Douay, Y. Quiquempois, G. Bouwmans et L. Bigot, *« Extreme large mode area in single-mode pixelated Bragg fiber »*, Opt. Express, vol. 24, n°5, p. 4761-4770 (2016).

[37] F. Kong *et al*, «~*l kilowatt ytterbium-doped all-solid photonic bandgap fiber laser* », Proc. SPIE, vol. 10083, n° 1008311-1 (2017).

[38] Liu, C.-H., Chang, G., Litchinitser, N., Galvanauskas, A., Guertin, D., Jacobson, N., et Tankala, K., *"Effectively Single-Mode Chirally-Coupled Core Fiber"* (ME2), Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD), Optical Society of America, (2007).

[39] Wong, W. S., Peng, X., McLaughlin, J. M., and Dong, L., "Breaking the Limit of Maximum Effective Area for Robust Single-Mode Propagation in Optical Fibers," Opt. Lett., 30: 2855–2857 (2005).

[40] J. W. Nicholson, J. M. Fini, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. Feder et C. Headley, *"Demonstration of bend-induced nonlinearities on large-mode-area fibers,"* Opt. Lett., vol. 32, n° 17, p. 2562 (2007).

[41] J. M. Fini, "Bend resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area", Opt. Express., vol. 14, n° 1, p. 69-81 (2006).

[42] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran et S. Ghalmi, "*Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers*," Opt. Express, vol. 16, n° 10, p. 7233-7243 (2008).

[43] D. M. Nguyen, S. Blin, T. N. Nguyen, S. D. Le, L. Provino, M. Thual et T. Chartier, "*Modal decomposition technique for multimode fibers*," Applied Optics, vol. 51, n° 14, p. 450-456 (2012).

[44] C. J. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," Appl. Opt., vol. 3, p. 1182-1186 (1964).

[45] C. Jauregui, J. Limpert et A. Tünnerman, « *High-power fibre lasers, »* Nature Photonics, vol. 7, p. 861-867 (2013).

[46] F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert et A. Tünnermann, « 26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality, » Opt. Lett., vol. 37, n° 6, p. 1073-1075 (2012).

[47] F. Di Teodoro, M. K. Hemmat, J. Morais et E. C. Cheung, *« High peak power operation of a 100µm-core, Yb-doped rod-type photonic crystal fiber amplifier, »* Proc. SPIE, vol. 7580, n° 758006 (2010).

[48] C. D. Brooks et F. Di Teodoro, "*High peak power operation and harmonic generation of a single-polarization, Yb-doped photonic crystal fiber amplifier*," Opt. Communications, vol. 280, p. 424-430 (2007).

[49] Fiche de spécifications de la fibre DC-200/40-PZ-Yb disponible sur : <u>http://www.nktphotonics.com/</u> [Accès le 29 Août 2017].

[50] L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay et E. Hugonnot, "*High-energy temporally* shaped nanosecond-pulse master-oscillator power amplifier based on ytterbium-doped single-mode microstructured flexile fiber," Opt. Lett., vol. 36, n° 5, p. 734-736 (2011).

[51] L. Dong, F. Kong, G. Gu, T. W. Hawkins, M. Jones, J. Parsons, M. T. Kalichevsky-Dong, K. Saitoh, B. Pulford et I. Dajani, *« Large-Mode-Area All-Solid Photonic Bandgap Fibers for the Mitigation of Optical Nonlinearities*, » IEEE J. of selected topics in quantum electronics, vol. 22, n° 2 (2016).

[52] B. Pulford, T. Ehrenreich, R. Holten, F. Kong, T. W. Hawkins, L. Dong et I. Dajani, *"400-W near diffraction-limited single-frequency all-solid photonic bandgap fiber amplifier,"* Opt. Lett., vol. 40, n° 10, p. 2297-2300 (2015).

[53] F. Kong, G. Gu, T. W. Hawkins, J. Parsons, M. Jones, C. Dunn, M. T. Kalichevsy-Dong, B. Pulford, I. Dajani, K. Saitoh, S. P. Palese, E. Cheung et L. Dong, *« Polarizing ytterbiumdoped all-solid photonic bandgap fiber with~1150 μm² effective mode area*," Opt. Exp., vol. 23, n° 4, p. 4307-4312 (2015).

[54] C. Mart, B. Pulford, B. Ward, I. Dajani, T. Ehrenreich, B. Anderson, K. Kieu et T. Sanchez, "*Power scaling of a hybrid microstructured Yb-doped fiber amplifier*," Proc. SPIE, vol. 10083, n°100830X-1 (2017).

[55] F. Kong *et al*, « ~1 *kilowatt ytterbium-doped all-solid photonic bandgap fiber laser* », Proc. SPIE, vol. 10083, n° 1008311-1 (2017).

[56] G. Gu, F. Kong, T. W. Hawkins, M. Jones et L. Dong, *« Extending mode areas of single-mode all-solid photonic bandgap fibers*, *»* Opt. Exp., vol. 23, n° 7, p. 9147-9156 (2015).

[57] D. Marcuse "*Loss analysis of single-mode fiber splices*," The Bell system technical journal, p. 703-718 (1977).

[58] M. Thual, J. Lostec, P. Auvray et B. Clavel, "*Method of fabricating a collective optical coupling device and device obtained by such a method*," US Patent, US006014483A (2000).

[59] J. Kerttula, "*Large-Mode-Volume Fiber Devices for High-Power and High-Energy Applications*," Université de Tampere (2013).

[60] O. G. Okhotnikov, "Fiber Lasers," Wiley-VCH (2012).

[61] <u>http://www.forc-photonics.ru/en/</u> [Accès le 29 Août 2017].

[62] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix et F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices. Part 1: Adiabaticity criteria," IEEE, Proc. J. Optoelectronics, vol. 138, p. 343-354 (1991).

[63] V. Filippov, Y. Chamorovskii, J. Kertulla, K. Golant, M. Pessa et O. G. Okhotnikov, *« Double clad tapered fiber for high power applications, »*, Opt. Exp., vol. 16, n° 3, p. 1929-1944 (2008).

[64] V. Filipov, Y. K. Chamorovskii, K. M. Golant, A. Vorotynskii et O. G. Okhotnikov « *Optical amplifiers and lasers based on tapered fiber geometry for power and energy scaling with low signal distorsion*,", Proc. SPIE, vol. 9728, n° 97280V (2016).

[65] F. Di Teodoro, P. Belden, P. Ionov, N. Werner et G. Fathi, "*Development of pulsed fiber lasers for long-range remote sensing*," Opical Engineering, vol. 53(3), 036105 (2014).

[66] J. Kerttula, V. Filippov, Y. Chamorovskii, K. Golant et O. G. Okhotnikov, "*Actively Q-switched 1,6-mJ tapered double-clad ytterbium-doped fiber laser*," Opt. Exp., vol. 18, n° 18, p. 18543-18549 (2010).

[67] http://www.ampliconyx.com/ [Accès le 29 Août 2017].

[68] <u>http://www.ino.ca/fr/</u> [Accès le 29 Août 2017].

[69] Fiche de spécifications du module TGModuleA disponible sur : <u>http://www.ampliconyx.com/</u> [Accès le 29 Août 2017].

[70] V. Filippov, A. Vorotynskii, T. Noronen, R. Gumenyuk, Y. Chamorovskii et K. Golant, *"Picosecond MOPA with ytterbium doped tapered double clad fiber,"*, Proc. SPIE, vol. 10083, n° 100831H (2017).

[71] Fiche de spécifications de la fibre Yb-MCOF-35/250-56/400-07-2.5-T0.8-PM disponible sur : <u>http://www.ino.ca/fr/</u> [Accès le 29 Août 2017].

[72] V. Roy, C. Paré, B. Labranche, P. Laperle, L. Desbiens, M. Boivin et Y. Taillon, « *Yb-doped large mode area tapered fiber with depressed cladding and dopant confinement*, » Proc. SPIE, vol. 10083, n° 1008314 (2017).

[73] K. K. Bobkov *et al, "Monolithic sub-MW peak power tapered ytterbium-doped fiber amplifier,"* Proc. SPIE (2015).

[74] D. Xu, X. Tian, D. Zhou, Z. Zong, M. Fan, R. Zhang, N. Zhu, L. Xie, H. Li, J. Wang, M. Li et X. Zhang, *« Temporal pulse precisely sculpted millijoule-level fiber laser injection system for high-power laser driver, »* Appl. Opt. vol. 56, n° 10, p. 2661 (2017).

[75] L. M. Frantz et J. S. Nodvik, *« Theory of pulse propagation in a laser amplifier, »* J. of Applied physics, vol. 34, n° 8, p. 2346-2349 (1963).

[76] Fiche de spécifications de la fibre PLMA-YDF-10/125-VIII disponible sur : <u>http://www.nufern.com/</u> [Accès Août 2017].

[77] Note « *Damage threshold of fiber facets* » disponible sur : <u>http://www.nktphotonics.com/</u> [Accès Août 2017].

[78] K. K. Bobkov *et al, "MW peak power diffraction limited monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier,"* Proc. SPIE, vol. 10083, n° 1008309 (2017).

[79] J. O. White *et al*, "Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using a linearly chirped diode laser," Opt. Exp., vol 20, n° 14, p. 15872-15881 (2012).

[80] C. E. Mungan, S. D. Rodgers, N. Satyan et J. O. White "*Time-dependent modeling of Brillouin scattering in optical fibers excited by a chirped diode laser*," J. Quantum Electronics, vol 48, n° 12, p. 1542-1546 (2012).

[81] C. del Rio Campos et P. R. Horche, « *Effects of Dispersion Fiber on CWDM Directly modulated system performance*".

[82] R. Hui et M. O'Sullivan, "Fiber optic measurement techniques », p. 199, Academic Press, 1st Edition (2009).

[83] J. O. White, M. Harfouche, J. Edgecumbe, N. Satyan, G. Rakuljic, V. Jayaraman, C. Burgner et A. Yariv, "1,6 kW Yb fiber amplifier using chirped seed amplification for stimulated Brillouin scattering suppression", Appl. Opt., vol. 56, n° 3, p. B116-B122 (2017).

[84] J. M. Sajer, « *Diffusion Raman stimulée longitudinal dans l'air,* » Note interne CEA (2003).

[85] M. Rokni and A. Flusberg, "*Stimulated rotational Raman scattering in the atmosphere*" IEEE Journal of quantum Electron, QE-22, 1102 (1986).

[86] P. Gouriou, F. Scol, B. Sevigny, C. Valentin, Y. Quiquempois, L. Bigot, R. Habert, A. Cassez, O. Vanvincq, E. Hugonnot et G. Bouwmans, *«Polarization maintaining single-mode fiber delivering a flat top intensity profile, »* Opt. Exp., vol. 23, n° 25, p. 32496-32503 (2015).

[87] G. Keaton, M. Leonardo, M. Byer and D. Richard, "Stimulated Brillouin scattering of pulses in optical fibers", Optics Express 22, p. 13351 (2014).

[88] M. J. Munroe, D. H. Foster, J. G. LaChapelle et C. S. Kiest, *« Method and apparatus for increasing fiber laser output power, »* US Patent, US 7782911 B2 (2010).

[89] G. Canat, W. Renard, L. Lombart et D. Fleury, « *Dispositif à fibre optique à seuil Brillouin élevé et méthode de fabrication d'un tel dispositif*, », Brevet WO 2015/110590 A1.

[90] K. Shiraki, M. Ohashi et M. Tateda, « *Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius,* », Electronics Letters, vol. 31, n° 8, p.668-669 (1995).

[91] J. C. Beugnot, « *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées*, » Université de Franche-Comté (2007).

[92] W.H. Renninger, H. Shin, R.O. Behunin, P. Karel, E.A. Kittlaus and P. T Rakich, "Forward Brillouin scattering in hollow-core photonic bandgap fibers", New Journal of Physics 18, (2016).

[93] D.M. Pennington and M.A. Henesian, "Nonlinear index of air at 1.053 μ m", Physical Review A, vol. **39**, n° 6 p. 3003-3009 (1989).

[94] Fiche de spécifications de la fibre NKT DC-135/14-PM-YB disponible sur : <u>http://www.nktphotonics.com/</u>[Accès Août 2017].

[95] F. Benabid and P.J. Roberts, "*Linear and nonlinear optical properties of hollow-core photonic crystal fiber*", Journal of Modern Optics, vol. **58**, n° 2, p. 87-124 (2011).

[96] http://www.glophotonics.fr/ [Accès Août 2017].

[97] B. Debord, M. Alharbi, L. Vincetti, A. Husakou, C. Fourcade-Dutin, C. Hoenninger, E. Mottay, F. Gérôme and F. Benabid, "*Multi-meter fiber-delivery and pulse self-compression of milli-Joule femtosecond laser and fiber-aided laser-micromachining*", Optics Express, vol. 22, P. 10735 (2014).

[98] G. Humbert, J. C. Knight, G. Bouwmans, P. St. J. Russel, D. P. Williams, P. J. Roberts and B. J. Mangan, "*Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery*", Optics Express, vol. 12, p. 1477 (2004).

[99] J. D. Shephard, J. D. C. Jones, D. P. Hand, G. Bouwmans, J. C. Knight, P. St. J. Russel and B. J. Mangan, "*High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers*", Optics Express, vol. 12, p. 717 (2004).

[100] B. Debord, A. Amsanpally, M. Chafer, A. Baz, M. Maurel, J.M. Blondy, E. Hugonnot, F. Scol, L. Vincetti, F. Gérôme and F. Benabid, "*Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers*", Optica **4** (2) (2017).

[101] A. Amsanpally, "Linear properties of inhibited coupling hollow-core photonic crystal fibers," Université de Limoges (2017).

[102] M.D. Skeldon and R. Bahr, "*Stimulated rotational Raman scattering in air with a high-power broadband laser*", Optics Letters, vol. 16, n° 6 (1991).

[103] M. Michieletto and al, «*Hollow-core fibers for high power pulse delivery* », Optics Express, vol. 24, n° 7 (2016).

[104] S. A. Mousavi, S. R. Sandoghchi, D. J. Richardson et F. Poletti, « Broadband high birefringence and polarizing hollow core antiresonant fibers, » Opt. Exp., vol. 4, n° 20, p. 22943-22958 (2016).

[105] J. M. Fini, J. W. Nicholson, B. Mangan, L. Meng, R. S. Windeler, E. M. Monberg, A. DeSantolo, F. V. DiMarcello et K. Mukaza, *« Polarization maintaining single-mode low-loss hollow-core fibres, »* Nature Com., 6085 (2014).

[106] P. Gouriou, « *Fibres microstructurées pour la mise en forme spatiale : Fibres délivrant un mode fondamental aplati, »*, Université de Lille 1 (2017).