



Etude et applications des amplificateurs paramétriques à fibre optique

A. Vedadi

► **To cite this version:**

A. Vedadi. Etude et applications des amplificateurs paramétriques à fibre optique. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2008. Français. <tel-00544865>

HAL Id: tel-00544865

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00544865>

Submitted on 9 Dec 2010

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

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



Université de Franche-Comté

École Doctorale Sciences Physiques Pour l'Ingénieur et
Microtechniques (SPIM)

Thèse de Doctorat

Spécialité Sciences pour l'ingénieur

présentée par

Armand Vedadi

Etude et applications des amplificateurs
paramétriques à fibre optique

Thèse dirigée par T. Sylvestre, E. Lantz et H. Maillotte

soutenue le 18 Janvier 2008

Jury :

Rapporteurs :	M. E. MARHIC	Professeur à l'Université de Swansea, Royaume-Uni
	P. L. VOSS	Professeur assistant à GeorgiaTech Lorraine, Metz
Examineurs :	H. MAILLOTTE	Directeur de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST
	T. SYLVESTRE	HDR, Chargé de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST
	E. LANTZ	Professeur à l'Université de Franche-Comté
	A. MUSSOT	Maître de conférences à l'Université des Sciences et Techniques de Lille
	A. JOLLY	Ingénieur-chercheur au CEA/CESTA, Bordeaux

(A mon grand-père, père et modèle, bababozorg...)

Remerciements

Cette thèse n'aurait jamais pu être écrite sans l'apport de nombreuses personnes toujours prêtes à partager leur savoir, leur soutien, leur affection ou leur amitié. La liste des personnes qui ont contribué à cette thèse, soit par leur dévouement au travail, soit par leur exemple, soit par leur amitié ou soit simplement par leur présence est longue. Bien que vos noms ne soient pas tous cités ici, cette page vous est destinée.

Je remercie tout d'abord mes superviseurs, Hervé Maillotte, Thibaut Sylvestre et Eric Lantz de m'avoir fait confiance à l'issue d'un entretien un certain 12 Juillet 2004. Malgré leurs doutes, leur confiance a toujours été indéfectible, leur attention et leur disponibilité constant. La complémentarité de leurs personnalités fortes a été une chance dans ma formation de chercheur.

Je profite de cette opportunité pour remercier aussi Luc Thévenaz qui, par son accueil à l'EPFL, ses encouragements et surtout son exemple, a exercé une influence fondamentale et riche dans ma formation de chercheur.

Je remercie ensuite les directeurs successifs du laboratoire d'optique P.M. Duffieux d'avoir mis à ma disposition les moyens de réussir cette thèse. D'abord Mr Daniel Van Labeke, puis Mr Hervé Maillotte, qui malgré sa nouvelle charge de travail a néanmoins toujours su dégager du temps pour contribuer à mon encadrement, parfois même avant les deadlines.

J'aimerais remercier aussi les membres de mon jury de thèse pour avoir accepté de lire mon rapport avec honnêteté et pertinence : Michel E. Marhic, Paul Voss, Arnaud Mussot et Alain Jolly.

Je veux remercier l'ensemble des personnes présentes durant ces trois années au laboratoire. Les échanges que j'ai pu avoir avec chacune d'entre elles furent toujours agréables et riches. J'aimerais en particulier exprimer ma gratitude à tous ceux avec qui je me suis noué d'amitié. Hervé, Thibaut et Eric bien sûr. Les autres permanents de l'équipe ONL aussi : Matthieu Chauvet, Gil Fanjoux, Fabrice Devaux et Kien Phen Huy. Arnaud Mussot, qui a veillé durant toute cette période à ce que je ne n'abîme pas trop le flambeau qu'il m'a passé. Michaël Delque, mon associé et grand ami, avec qui j'ai partagé bien plus qu'un bureau. Anne Boucon, qui durant deux ans a été la lune du bureau -115B. Dominique Heinis, l'alsacien méditerranéen. Bertrand Kibler alias kiki choduposs. Jean-Charles Beugnot et ses sélections D-Jay qui égayaient la salle de manip. Ludovic Gauthier-Manuel, artiste passionné de flûtes (du pipeau à la trompe d'éléphant) mais qui toujours trouvait le temps de réparer mes connecteurs. Rémy Passier et ses one man shows. Jean-Luc Blanchet, co-bureau d'un an mais surtout l'ami que j'ai toujours voulu avoir. Jérémy Michaud pour l'ensemble de son œuvre. Benattou Sadani, frère d'arme d'une bonne humeur inébranlable. Je n'oublierai pas non plus ceux dont le passage fût bref : Roberto Carrasco

Albaladejo de la ciudad, Federico Petazzi, Dario Alasia et Jörgen Schroeder.

Un grand merci à tous les bisontins d'origine ou de cJur qui ont rendu cette période de trois ans inoubliable. Gabriele Dandolo il maestro napolitan, Barbara, Amir Jamashei, tous les amis du théâtre, toute la clique du BUC Alpin et tous ceux qui ont jalonnés mon parcours à Besançon.

Je tiens aussi à montrer ma reconnaissance à tous les autres amis qui m'ont soutenu durant cette période difficile : Ali Mehrabi va hameh bachehaaye gol e golab e Lyon ! Amir Massoud, le frère que je n'ai jamais eu, tous les parisiens et les autres.

Je remercie enfin ma famille pour m'avoir apporté son soutien inconditionnel et indéfectible même lorsqu'elle ne comprenait pas la pertinence de mes choix. Ma gratitude se porte avant tout vers ma mère dont l'amour et la grandeur ont posé les bases de toutes mes réussites. Merci à mon père pour son soutien et ses paroles remplies de sagesse, à ma sœur Sara notamment pour la relecture de ma thèse, ma sœur Sandra qui m'oblige à me dépasser constamment, mon génialissime beau frère Alain. Je remercie mes oncles, daei Camy qui m'a fait l'honneur de sa présence lors de ma soutenance, daei Mehran et daei Amir pour leurs pensées. Je remercie mes grands-parents de Dôle, toujours accueillants. Enfin, je voudrais accorder une place particulière à mes grands parents d'Iran, mamonir et babozorg, avec qui j'ai eu la chance de grandir en étant bercé d'amour, d'exemple et de poésie.

Table des matières

Remerciements	i
Bibliographie de l'auteur	1
Introduction	3
1 Principes et Généralités	7
1.1 La propagation de la lumière dans les fibres optiques	7
1.1.1 Le guidage de la lumière	8
1.1.2 Effets linéaires	9
1.1.2.1 Absorption	9
1.1.2.2 Dispersion chromatique	11
1.1.2.3 Biréfringence	12
1.1.3 Effets non linéaires	13
1.1.3.1 Effet Brillouin	13
1.1.3.2 Effet Raman	14
1.1.3.3 Effet Kerr optique	15
1.1.4 Modélisation de la propagation dans une fibre optique	16
1.1.4.1 Equation non linéaire de Schrödinger	16
1.1.4.2 La méthode de Fourier itérative	17
1.1.5 État de l'art des fibres unimodales	18
1.2 Les amplificateurs paramétriques à fibre optique	18
1.2.1 Amplificateur paramétrique à une pompe	19
1.2.1.1 Mélange à quatre ondes dégénéré	19
1.2.1.2 Amplificateur insensible à la phase	20
1.2.2 Amplificateur paramétrique à deux pompes	23
1.3 Historique et état de l'art des amplificateurs paramétriques à fibre optique	25
2 Etude des amplificateurs paramétriques à deux pompes	31
2.1 Introduction	31
2.2 Modèle analytique à six ondes	32
2.2.1 Théorie	32
2.2.2 Impact des bandes latérales sur le gain	35
2.3 Impact de la modulation de phase	37
2.3.1 Nécessité de la modulation de phase	37

2.3.2	Élargissement de l'idler	38
2.3.3	Fluctuations du gain paramétrique	39
2.3.3.1	Développement analytique	40
2.3.3.2	Simulations numériques	43
2.3.3.3	Conversion de la modulation de phase en modulation d'amplitude	46
2.3.3.4	Impact de la variation du zéro de dispersion	47
2.4	Réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique à deux pompes à l'aide d'un modulateur de phase double	50
2.4.1	Introduction	50
2.4.2	Présentation du modulateur de phase double	50
2.4.3	Montage expérimental	51
2.4.4	Résultats	53
2.4.4.1	Spectre de gain	53
2.4.4.2	Analyse basse fréquence du signal et de l'idler	54
2.4.4.3	Comparaisons avec la simulation numérique	57
2.5	Conclusion	59
3	Cartographie du gain paramétrique par analyse Brillouin dans le domaine temporel	61
3.1	Motivation	61
3.2	Principe	62
3.2.1	Présentation de l'analyse Brillouin dans le domaine temporel (B-OTDA)	62
3.2.2	Principe de la mesure	64
3.3	Expérience	65
3.3.1	Montage expérimental	65
3.3.2	Résultats	67
3.4	Vers la cartographie de la dispersion	71
3.4.1	Principe	71
3.4.1.1	Théorie	71
3.4.1.2	Méthode pour réduire l'incertitude sur $\Delta\beta_L$	73
3.4.1.3	Extraction des coefficients de dispersion β_2 , β_3 et β_4	73
3.4.2	Simulation numérique	74
3.4.2.1	Cas sans bruit de mesure	74
3.4.2.2	Cas avec bruit de mesure	77
3.5	Conclusion	78
4	Amplification paramétrique d'un signal dans une boucle de réplication	81
4.1	Cadre de l'étude	81
4.1.1	Présentation du projet d'échantillonnage Monocoup Ultra Large-bande Optique (MULO)	81
4.1.2	Cahier des charges de l'amplificateur paramétrique	82
4.2	Dimensionnement de l'amplificateur paramétrique	83
4.2.1	Impact de l'accord de phase	84

4.2.1.1	Régime linéaire	84
4.2.1.2	Régime de saturation	85
4.2.2	Impact de la rétrodiffusion Brillouin stimulée	87
4.3	Etude du facteur de bruit dans la boucle à réplication	89
4.3.1	Définition du facteur de bruit	89
4.3.2	Impact du bruit quantique	90
4.3.2.1	Le bruit quantique dans un amplificateur et un atténuateur	90
4.3.2.2	Théorie du facteur de bruit dans la boucle de réplication .	91
4.3.2.3	Simulation numérique	93
4.3.2.4	Utilisation d'un coupleur déséquilibré	94
4.3.3	Impact du bruit de la pompe	98
4.3.3.1	Pompe modulée en phase par une séquence PRBS	98
4.3.3.2	Bruit de phase aléatoire d'une pompe monomode	100
4.3.3.3	Pompe partiellement cohérente	101
4.4	Conclusions et perspectives	103
	Conclusion générale	105
	Bibliographie	109

Bibliographie de l'auteur

* Publications dans des Revues Internationales à Comité de Lecture :

- P.1** T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, S. Coen, « Supercontinuum generation using continuous-wave multiwavelength pumping and dispersion management », *Optics Letters*, vol. 31, no. 13, (2006), p.2036-2038.
- P.2** A. Vedadi, A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, « Theoretical study of gain distortions in dual-pump fiber optical parametric amplifiers », *Optics Communications*, vol. 267, no. 1, (2006), p.244-252.
- P.3** A. Vedadi, D. Alasia, E. Lantz, H. Maillotte, L. Thévenaz, M. González-Herráez, T. Sylvestre, « Brillouin optical time-domain analysis of fiber-optic parametric amplifiers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 3, (2007), p.179-181.
- P.4** A. Vedadi, J.C. Beugnot, E. Lantz, H. Maillotte, J. Hauden, T. Sylvestre, « Demonstration of an integrated Y-junction LiNbO₃ synchronized counter-phase modulator and its applications to fiber optical parametric amplifiers and converters », *Journal of Lightwave Technology (A paraître, 2007)*.

* Conférences Internationales avec Proceedings à Comité de Lecture :

- PrI.1** T. Sylvestre, A. Vedadi, A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, « Continuum generation in a dispersion-shifted fiber using one or two continuous-wave Raman fiber lasers », *Nonlinear Guided Waves and their Applications 2005*, Dresden, ALLEMAGNE, 6-9 Septembre 2005. *Nonlinear Guided Waves and Their Applications Conference on CD-ROM*, (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), paper ThB10.
- PrI.2** A. Vedadi, D. Alasia, E. Lantz, H. Maillotte, L. Thévenaz, M. González-Herráez, T. Sylvestre, « Brillouin optical time domain analysis of fiber optic parametric amplifiers », *European Conference on Optical Communication 2006*, Cannes, 24-28 Septembre 2006. *ECOC 2006 Proceedings*, vol.4, (2006), paper Th.1.3.7, p.25-26.
- PrI.3** A. Vedadi, J-C. Beugnot, E. Lantz, H. Maillotte, J. Hauden, T. Sylvestre, « Fiber optical parametric amplifier based on a novel LiNbO₃ synchronized double phase modulator », *Optical Fiber Conference, OFC 2007*, Anaheim, USA, 25-29 mars 2007. *OSA Technical Digest Series (CD)* (Optical Society of America, 2007), paper OWQ2.
-

*** Conférences Nationales avec Actes à Comité de Lecture :**

- Pr.1** A. Vedadi, D. Alasia, E. Lantz, H. Maillotte, L. Thévenaz, M. Gonzáles-Herráez, T. Sylvestre, « Mesure distribuée du gain d'un amplificateur paramétrique à fibre optique par rétrodiffusion Brillouin », 25èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Metz, 7-9 Novembre 2006. Recueil des Communications JNOG (2006), p.250-252.
- Pr.2** A. Vedadi, N. Grossard, J.C. Beugnot, E. Lantz, H. Maillotte, J. Hauden, T. Sylvestre, « Un double modulateur de phase LiNbO3 pour l'amplification paramétrique sur fibre optique », 26èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Grenoble, 2-5 Juillet 2007. Recueil des Communications JNOG (2007).

*** Workshops et Ecoles d'Eté Internationaux :**

- WI.1** A. Vedadi, D. Alasia, E. Lantz, H. Maillotte, L. Thévenaz, M. González-Herráez, T. Sylvestre, « Brillouin optical time domain analysis of fiber optic parametric amplifiers », first Technical Meeting "European COST Workshop 299 FIDES", Mons, Belgique, 10-11 Mai 2006.
- WI.2** T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, S. Coen, M. González-Herráez, S. Martin-Lopez, « Supercontinuum light generation in the continuous-wave regime », first Technical Meeting "European COST Workshop 299 FIDES", Mons, Belgique, 10-11 Mai 2006.

*** Contrats, rapports :**

- R.27** « Replication MULO par amplification paramétrique sur fibre », Rapport final du Contrat d'étude tripartite CEA / CESTA / DLP - FEMTO-ST/LOPMD - PHLAM, Mai-Novembre 2006.
-

Introduction

L'habilité à communiquer constitue un des fondements du progrès des civilisations humaines. Le développement des moyens de communication a donc toujours été un enjeu capital des sociétés. Depuis l'avènement en Perse, il y a 2500 ans, du service postal, la capacité à transmettre un maximum d'information sur une longue distance en un minimum de temps s'avère être une des quêtes de l'Homme. Aujourd'hui, les moyens de télécommunications modernes font parti de notre quotidien et nous permettent de partager quasi-instantanément de la voix, de l'image ou du texte avec un interlocuteur situé à des milliers de kilomètres.

Les innovations technologiques qui ont permis une telle prouesse trouvent leurs origines au milieu du XIX^{ème} siècle. L'invention du télégraphe permet les premières télécommunications transocéaniques. Il s'agit alors de transmettre du texte grâce au code de Morse, avec un débit de 60 mots à la minute (équivalent aujourd'hui à 64bits/s). Puis la découverte de la piézoélectricité permet de coder la voix en signaux électrique. C'était le début du téléphone, qui connut un large succès tout au long du XIX^{ème} siècle et s'implanta à travers le monde. Dès lors, la course au débit s'accélère. L'enjeu pour les opérateurs de télécommunications est de pouvoir transporter un maximum de communications téléphoniques simultanément sur de longues distances (réseaux dorsaux). De nouvelles techniques de traitement du signal et de multiplexage des signaux sont inventées. L'essentiel du trafic est alors transporté par des câbles coaxiaux et dans les années 70, des débits d'environ 260Mbits/s sont atteints sur les réseaux dorsaux. Ces systèmes sont limités car ils nécessitent une régénération du signal à des intervalles trop courts pour être économiquement viables. On pense alors aux télécommunications par satellite pour tenter d'augmenter le débit au niveau des réseaux dorsaux.

Dans les années 60, le principe du guidage de la lumière dans les fibres de verre est connu depuis une centaine d'années et est utilisée pour l'endoscopie. Les recherches ont permis de diminuer considérablement les pertes dans ces fibres. Kao et Hockman suggèrent en 1964, puis démontrent en 1966, qu'une fibre de silice peut potentiellement transporter une très grande quantité d'information sur de longues distances. C'est le début des communications optiques. Il s'en suivra alors un progrès rapide de la technologie et le premier système de télécommunications optique est commercialisé en 1980. Ces systèmes permettent d'une part des débits de plus en plus grands, et d'autre part d'augmenter la distance entre les régénérateurs de signaux.

A cette même période, parallèlement, les ordinateurs personnels commencent à envahir le marché du grand public. Des protocoles ont été développés à la fin des années 70 pour faire communiquer ces différents appareils entre eux. Les réseaux des opérateurs ne sont plus uniquement téléphoniques mais transmettent aussi des données. Vers le début des années 1990, la mise à disposition d'Internet au grand public, ainsi que l'apparition des réseaux de communication mobile bascule la société mondialisée dans l'ère des télécommunications. Les réseaux dorsaux doivent assurer le transport d'un trafic en pleine explosion. D'énormes investissements en recherche et développement sont alors engagés. Les amplificateurs à fibres dopées Erbium (EDFA), développés dans les années 80, sont installés. Ils permettent de ré-amplifier le signal sans conversion opto-électrique et sur une plus large bande spectrale. Ils offrent ainsi la possibilité de multiplexer les signaux en longueur d'onde et multiplient ainsi le débit des réseaux dorsaux. De nombreuses technologies pour le développement de composants permettant le traitement tout optique du signal sont également proposées. Le début des années 2000 a vu l'engouement pour les télécommunications s'estomper. Pourtant, la demande en débit continue d'augmenter. Les systèmes de communications optiques sont progressivement déployés dans les réseaux locaux et chez l'abonné. Ces besoins justifient le développement de nouveaux composants de traitement ultra rapide du signal optique.

C'est dans ce contexte que se situe ce travail de thèse. Plus précisément, l'objet des études présentées dans ce manuscrit est la recherche d'outils de traitement ultra-rapide de l'information transporté par la couche physique des télécommunications. En effet, de nombreuses recherches ces dernières années ont montré la variété d'applications possibles à partir de l'amplification paramétrique à fibre optique. Ce manuscrit est composé de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous introduirons les outils théoriques nécessaires à l'étude et à la compréhension des amplificateurs paramétriques à fibre optique. Nous étudierons d'abord la propagation linéaire dans les fibres optiques conventionnelles. Nous expliciterons aussi les effets non linéaires et l'effet Kerr optique en particulier dans ces fibres. L'effet Kerr optique est responsable du mélange à quatre ondes, qui est l'origine physique à la base des amplificateurs paramétriques (FOPA). Nous étudierons ensuite théoriquement les architectures d'amplificateur à une pompe et à deux pompes.

Le deuxième chapitre concerne les FOPAs à deux pompes. Ces composants sont potentiellement intéressants pour les télécommunications. Ils permettent en effet de lever certaines limitations des FOPAs à une pompe, mais sont cependant plus complexes à mettre en œuvre expérimentalement. Nous étudierons d'abord théoriquement les FOPAs à deux pompes. Nous analyserons également le bruit apporté par la modulation de phase des pompes, inévitables pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans toute fibre optique. Nous donnerons la démonstration théorique que deux pompes modulées en opposition de phase annulent toutes distortions de gain liée à cette modulation de phase. Nous présenterons également une mise en œuvre expérimentale d'un FOPA à deux pompes, intégrant un nouveau modulateur de phase double réalisé en partenariat avec la société Photline Technologies. Celui-ci permet une modulation des deux pompes du FOPA

en opposition de phase et permet ainsi une conversion de longueur d'onde transparente.

Le troisième chapitre présente ce qui constitue, à notre connaissance, la première mesure distribuée du gain paramétrique le long de la fibre optique servant de milieu amplificateur. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec l'École Fédérale Polytechnique de Lausanne (EPFL), en Suisse. Ils sont basés sur l'analyse Brillouin dans le domaine temporel (B-OTDA). Dans une seconde partie, nous tâcherons d'explorer comment il serait possible à partir de ces mesures de remonter à la cartographie de la dispersion de la fibre amplificatrice.

Le quatrième chapitre relate une étude théorique et numérique sur une boucle à réplique intégrant un FOPA à une pompe. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre d'un contrat avec le Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Acquitaine du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA/CESTA), regroupant aussi le Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (Phlam) de l'université de Lille. L'originalité de cette étude réside dans l'exploitation des amplificateurs paramétriques dans la fenêtre de longueurs d'ondes autour de $1\mu\text{m}$. Nous avons dans un premier temps dimensionné le FOPA en fonction d'un cahier des charges. Puis nous avons étudié le bruit accumulé sur les répliques successives issues de la boucle. Une originalité de cette étude réside dans le fait que le signal à amplifier se situe dans la fenêtre d'amplification de l'Ytterbium. La mise en œuvre de FOPA dans une telle fenêtre nécessite l'emploi de fibres à cristal photonique.

Chapitre 1

Principes et Généralités

Ce chapitre a pour but d'introduire les différents phénomènes physiques et outils nécessaires pour comprendre et modéliser les amplificateurs paramétriques à fibre optique (FOPA). Dans un premier temps, nous rappellerons les différents phénomènes linéaires et non linéaires qui interviennent lors de la propagation d'une onde lumineuse dans une fibre. Puis nous discuterons de la modélisation de ces phénomènes. Enfin, nous tâcherons de mettre en place les concepts théoriques pour l'étude des amplificateurs paramétriques.

1.1 La propagation de la lumière dans les fibres optiques

Depuis la première moitié du 20^{ème} siècle et l'introduction de la mécanique quantique, la lumière est considérée à la fois comme un flux de corpuscules de masse nulle, appelées photons, et une onde électromagnétique [1]. D'un point de vue macroscopique, il est possible de décrire ce flux de photons uniquement par une onde électromagnétique. Le champ magnétique étant relié au champ électrique, on ne s'intéressera qu'au champ électrique. Pour les signaux étudiés, nous supposons que le champ électrique d'une onde se propageant sur l'axe z suivant la longueur de la fibre s'écrit en notation complexe :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E(x, y, z)e^{-j\omega_0 t - \beta(\omega_0)z}\vec{u} \quad (1.1)$$

$E(x, y, z)$ est l'enveloppe lentement variable de l'onde, ω_0 la pulsation de l'onde tandis que $\beta(\omega_0)$ est la constante de propagation de l'onde. \vec{u} représente la polarisation de l'onde. Dans notre cas, on peut faire l'approximation que cette polarisation est dans le plan (x,y) transverse à la direction de propagation de l'onde. Le champ réel sera donné par la partie réelle du champ complexe $Re(\vec{E})$.

Dès le 19^{ème} siècle, on s'est rendu compte qu'il était possible de guider la lumière. Les

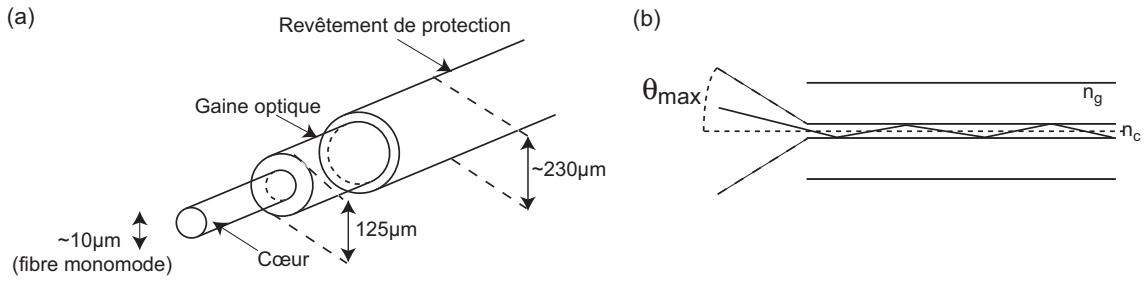


FIG. 1.1 – (a) Schéma en coupe d'une fibre optique conventionnelle. (b) Principe du guidage par réflexion totale interne (RTI).

premières expériences dans les fibres de verre remontent au début du siècle, avec notamment l'invention de l'endoscope. En enlevant les impuretés du verre, on réussit à diminuer les pertes des fibres de silice jusqu'à 0,2dB/km dans la fenêtre des télécommunications. Cette avancée technologique majeure permet l'émergence des systèmes de communications optiques comme nous les connaissons actuellement.

1.1.1 Le guidage de la lumière

Les fibres optiques conventionnelles généralement utilisées dans le domaine des télécommunications sont constituées de couches de silice (SiO_2) concentriques d'indice de réfraction différents, comme schématisé sur la figure 1.1(a). Le cœur constitue le guide d'onde à l'intérieur duquel se propagent les ondes lumineuses. La gaine optique sert à confiner ces ondes. Une théorie complète de la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur du cœur nécessite d'utiliser les équations de Maxwell [2]. Afin de simplifier l'exposé et donner une vision plus instinctive de la propagation de la lumière dans une fibre optique, nous donnons une description géométrique. Dans le cas le plus simple des fibres à « saut d'indice », le cœur est conçu pour avoir un indice de réfraction n_c légèrement supérieur à celui n_g de la gaine (généralement par dopage à l'oxyde de germanium). Le principe de la propagation des ondes lumineuses dans le cœur repose sur une succession de réflexions totales à l'interface cœur/gaine optique (voir figure 1.1(b)). Les lois de Snell-Descartes imposent que les ondes incidentes en entrée de la fibre et appartenant à un cône d'angle θ_{MAX} se propagent le long de la fibre. En utilisant les lois basiques de l'optique géométrique, on peut définir l'ouverture numérique O.N. comme :

$$O.N. = \sin(\theta_{MAX}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.2)$$

En fonction de leur angle d'incidence les ondes électromagnétiques peuvent ainsi emprunter différents chemins lors de leur propagation dans la fibre. Chacun de ces chemins est un mode de propagation de la lumière. A chaque mode de propagation correspond une distribution transverse de l'énergie lumineuse transportée. L'existence de ces modes de propagation dépend des paramètres de réfraction du cœur et de la gaine, ainsi que du

rayon a du cœur de la fibre. On définit la fréquence normalisée V comme :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.3)$$

Ce paramètre détermine le nombre de modes qui se propagent dans la fibre. On montre que lorsque $V < 2,405$, la fibre ne possède qu'un seul mode de propagation appelé mode fondamental. Une telle fibre sera dénommée fibre monomode ou unimodale, en opposition aux fibres multimodes. L'existence de différents modes de propagation peut conduire au brouillage des bits successifs transmis, ce qui limite fortement le débit et la distance de transmission des signaux. Pour les télécommunications à haut débit sur de longues distances, il est donc nécessaire d'utiliser des fibres monomodes. Nous n'utiliserons que ces fibres dans les travaux présentés. Elles possèdent un diamètre de cœur très inférieur à celui des fibres multimodes, de l'ordre de la dizaine de microns.

Les fibres standards monomodes aujourd'hui employées sont les SMF-28. Elles sont monomodes pour des longueurs d'ondes supérieures à 900nm. Depuis une dizaine d'année, de nouvelles fibres dites à cristaux photoniques, ou encore fibres microstructurées, sont développées. Dans ces fibres, la gaine est structurée par des cylindres d'air de rayon micrométrique autour du cœur qui peut être en silice, voir même constitué d'air ou d'autres matériaux. La structure de la gaine induit un indice de réfraction plus faible que celui du cœur, permettant le guidage de la lumière [3, 4]. Ces fibres permettent de disposer de guides d'onde monomodes sur la quasi-totalité du spectre optique, de l'ultraviolet à l'infrarouge.

Dans une fibre monomode, le champ électrique complexe de l'onde électromagnétique s'écrit sous la forme $F(x, y)A(z)e^{-(j\omega_0 t - \beta(\omega_0)z)}\vec{u}$, avec $F(x, y)$, la répartition transverse du champ dans le mode de la fibre et $A(z)$ l'enveloppe lentement variable suivant l'axe de propagation de la lumière. Dans la suite, nous considérerons que $F(x, y)$ est constante sur les fenêtres de longueurs d'ondes considérées.

1.1.2 Effets linéaires

Lorsqu'un signal se propage dans une fibre optique monomode, les différentes composantes du champs électrique subissent différentes variations liées à la fois au matériau et au guide d'onde. Nous passons en revue ces principaux phénomènes qui limitent la transmission du signal sans dégradation.

1.1.2.1 Absorption

Toute propagation dans un matériau induit des pertes de l'intensité lumineuse. Ces pertes ont différentes origines, mais on peut les regrouper dans un même coefficient d'ab-

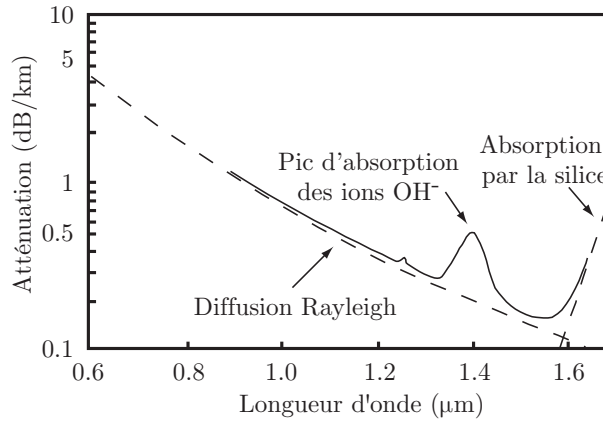


FIG. 1.2 – Atténuation spectrale typique d'une fibre SMF.

sorption Γ tel que :

$$P_{out} = P_{in}e^{-\Gamma L} \quad (1.4)$$

avec P_{in} , la puissance en entrée et P_{out} la puissance en sortie de la fibre de longueur L . On définit aussi le coefficient d'absorption α_{dB} en dB/km, qui est celui donné par le constructeur, tel que :

$$\alpha_{dB} = \frac{P_{out}^{dB} - P_{in}^{dB}}{L(\text{en km})} \simeq 4,4341\Gamma \quad (\Gamma \text{ en km}^{-1}) \quad (1.5)$$

On définit une longueur de fibre effective pour prendre en compte l'absorption [5] :

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\Gamma L)}{\Gamma} \quad (1.6)$$

Les premières fibres optiques possédaient des pertes trop importantes pour envisager une communication longue distance à l'aide de la lumière. Dès les années 1960 cependant, on comprit que ces pertes étaient principalement liées aux impuretés dans la silice, et qu'en améliorant le procédé de fabrication, il serait possible d'atteindre une absorption inférieure à 20dB/km autour de 1550nm. Ce seuil fût atteint dans les années 70 et des recherches complémentaires permirent de se rapprocher de la limite théorique de l'absorption par la silice. Cette absorption intrinsèque est liée à la diffusion Rayleigh. La figure 1.2 montre le profil d'absorption d'une fibre conventionnelle de type SMF-28 en fonction de la longueur d'onde. Cette absorption est très proche de la limite de diffusion Rayleigh et permet d'envisager une fenêtre de transmission « transparente » entre 1300nm et 1600nm (soit 50THz). C'est la fenêtre utilisée aujourd'hui pour les télécommunications. Le pic observé autour de 1390nm correspond à une absorption des ions OH^- . De récents procédés de fabrication, permettent de réduire ce pic à des valeurs proches de l'absorption théorique. Les longueurs d'ondes situées au delà de 1600nm sont soumises à l'absorption de la silice.

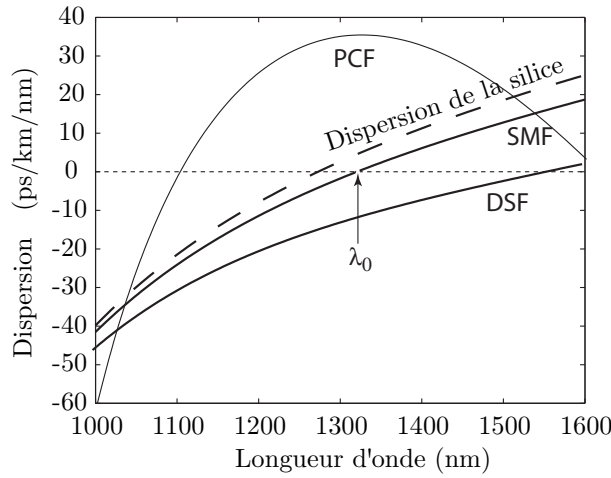


FIG. 1.3 – Courbe de dispersion pour une fibre standard (SMF), à dispersion décalée (DSF) et une fibre microstructurée (PCF).

1.1.2.2 Dispersion chromatique

Dans la silice, l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. En conséquence, chacune des composantes spectrales d'un signal se propage à une vitesse différente le long de la fibre. Il en résulte un étalement temporel du signal. Ce phénomène est la dispersion chromatique. Dans les fibres optiques, la géométrie du guide contribue aussi à la dispersion totale. Ainsi, les fibres conventionnelles SMF (voir figure 1.3) ont un profil de dispersion assez proche de celle de la silice. On constate que cette dispersion est nulle autour de $1,3\mu m$. En réalisant un profil d'indice du cœur particulier, il est possible d'obtenir des fibres à dispersion décalée (DSF) qui combinent une faible absorption et une faible dispersion dans la fenêtre de télécommunications autour de $1,5\mu m$ [2, 5]. Enfin, les fibres PCF permettent une grande flexibilité du profil de dispersion, et notamment la possibilité de décaler la dispersion nulle à une longueur d'onde désirée [4, 6]. Cette propriété est intéressante dans le contexte des FOPAs, car, comme nous le verrons plus loin, une dispersion faible permet d'obtenir une large bande de gain. Considérons un signal centré autour d'une pulsation ω_0 . Le développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega)$ s'écrit :

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} (\omega - \omega_0)^k \quad (1.7)$$

β_k sont les dérivées $k^{\text{ième}}$ de la constante de propagation en ω_0 . Dans la pratique, pour des signaux de télécommunications dont la largeur spectrale est faible devant la pulsation centrale, le développement jusqu'à l'ordre 4 suffit pour rendre compte des phénomènes physiques observés. Ces dérivées sont aussi reliées à la vitesse de groupe v_g , avec $\beta_1 = 1/v_g$ et $\beta_2 = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega}$. Cette dernière expression montre la dépendance de la vitesse de groupe à la pulsation. β_2 est appelé la « dispersion de la vitesse de groupe (GVD) » et s'exprime en $s^2 m^{-1}$. Dans le contexte des télécommunications, on définit aussi le coefficient de

dispersion D qui est directement relié à la longueur d'onde :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \quad (1.8)$$

D s'exprime en ps/km/nm (voir figure 1.3). Lorsque D est négatif ($\beta_2 > 0$), on est en régime dit de dispersion normal, tandis que lorsque D est positif ($\beta_2 < 0$), le régime de dispersion est dit anormal. Au voisinage de la dispersion nulle, on exprime aussi la pente de dispersion D_S en fonction de β_3 :

$$D_S(\lambda) = \frac{dD}{d\lambda} \simeq \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)^2 \beta_3 \quad (1.9)$$

1.1.2.3 Biréfringence

Dans la pratique, le rayon du cœur des fibres n'est jamais parfaitement homogène. De plus, la fibre est toujours soumise à des contraintes mécaniques même faibles [5]. De ce fait, l'indice de réfraction diffère suivant la direction transverse du champ. On définit alors un axe rapide d'indice n_x et un axe lent orthogonal d'indice n_y . La biréfringence B_m définit alors la différence d'indice entre l'axe rapide et l'axe lent :

$$B_m = |n_x - n_y| \quad (1.10)$$

Dans les fibres conventionnelles SMF ou DSF, B_m est de l'ordre de 10^{-6} . Comme il existe des fluctuations longitudinales des propriétés géométriques et/ou des contraintes mécaniques de la fibre, la biréfringence n'est jamais constante. Une onde électromagnétique voit ainsi sa polarisation fluctuer aléatoirement tout au long de sa propagation dans la fibre.

De manière analogue à la dispersion chromatique, la différence de vitesse de groupe sur chacun des axes induit un décalage temporel entre les deux composantes de polarisation. Ce décalage varie aussi aléatoirement le long de la fibre. La dispersion des modes de polarisation (PMD) rend compte du décalage moyenné sur la longueur de fibre. Elle est de l'ordre de $0,1 - 1\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ dans la plupart des fibres.

Dans la suite de ce manuscrit, sauf mention explicite, nous ne tiendrons pas compte des effets de la biréfringence. Nous ferons toujours l'hypothèse que les polarisations des ondes en interaction sont parallèles, et nous négligerons la PMD. Autrement dit, nous laisserons de côté le caractère vectoriel du champ et ne considérerons que des champs scalaires. Cette approximation reste valable par rapport aux longueurs de fibre que nous allons étudier.

1.1.3 Effets non linéaires

Les équations de Maxwell décrivent l'interaction de l'onde électromagnétique avec le matériau dans lequel celui-ci se propage. Ces équations montrent que le champ électromagnétique induit une polarisation de la matière. On peut en dériver une équation de propagation qui relie cette polarisation induite avec le champ électrique :

$$\nabla^2 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1.11)$$

avec μ_0 la perméabilité du vide. Rappelons que nous sommes dans l'approximation scalaire des champs. Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître la relation entre la polarisation P et le champ E . Tant que l'intensité de l'onde incidente est faible, cette relation est proportionnelle. On est en régime linéaire. Cependant, à de fortes intensités, la polarisation induite crée des déplacements de nuages d'électrons, d'atomes ou de densité de matière à l'intérieur de la fibre. La polarisation induite est alors non linéaire. Elle est alors responsable de la création de nouvelles harmoniques du champ électrique. On peut écrire la relation entre la polarisation induite dans la matière et le champ électrique de la manière suivante :

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad (1.12)$$

La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ représente les effets linéaires subis par l'onde tels la réfraction $n = \sqrt{1 + \text{Re}(\chi^{(1)})}$ et l'atténuation $\Gamma = \frac{\omega}{c \times n} \text{Im}(\chi^{(1)})$. La silice étant un matériau centrosymétrique, la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$) s'annule dans les fibres optiques. La susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) est responsable des effets Brillouin, Raman et Kerr que nous développerons par la suite.

1.1.3.1 Effet Brillouin

La propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique provoque par électrostriction des vibrations locales du milieu, générant ainsi une onde acoustique. Ce phénomène d'interaction acousto-optique est l'effet Brillouin. Il s'accompagne de la rétrodiffusion d'une onde optique, la *rétrodiffusion Brillouin*, décalée du côté basses fréquences (Stokes) de l'onde incidente excitatrice par la fréquence $\Delta\nu_B$ de l'onde acoustique. Ce *décalage Brillouin* est d'environ 10GHz dans les fibres optiques de silice. Pour une onde quasi-continue d'intensité suffisamment élevée, l'effet Brillouin est distribué le long de la fibre, provoquant alors l'amplification exponentielle de la rétrodiffusion Brillouin [7, 5]. On parle alors de *rétrodiffusion Brillouin stimulée* (SBS), qui peut provoquer une déplétion quasi-totale de la pompe dans les amplificateurs paramétriques et réduire ainsi leur efficacité de manière importante. Le *seuil Brillouin* P_B^{seuil} définit la puissance de l'onde incidente en entrée de fibre telle que la puissance réfléchie par la rétrodiffusion Brillouin stimulée soit égale à la puissance transmise en sortie de fibre :

$$P_B^{\text{seuil}} = \frac{21 A_{\text{eff}} \Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_{FWHM}}{g_B L_{\text{eff}} \Delta\nu_{FWHM}^{\text{int}}} \quad (1.13)$$

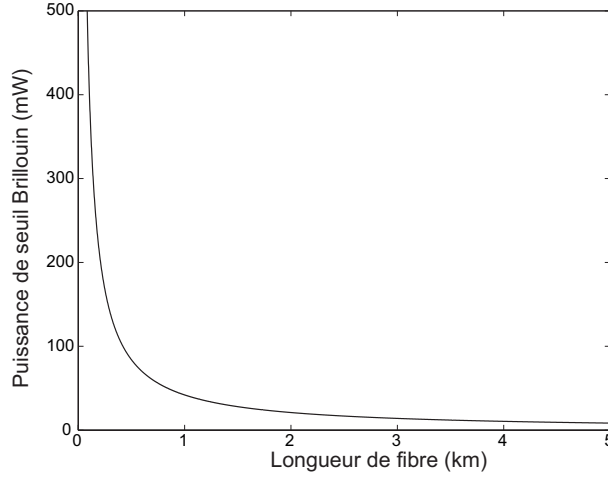


FIG. 1.4 – Seuil Brillouin en fonction de la longueur d’onde dans une fibre DSF. $A_{\text{eff}} = 60\mu\text{m}^2$, $g_B = 3 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$.

avec A_{eff} l’aire effective du mode transverse de la lumière. g_B est le coefficient du gain Brillouin linéaire qui vaut environ $3 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ dans une fibre standard [5]. Notons que ce coefficient prend intrinsèquement en compte le moyennage du gain Brillouin introduit par la répartition de la puissance sur les deux axes de polarisation due à la faible biréfringence de la fibre. $\Delta\nu_{FWHM}^{\text{int}}$ est la largeur spectrale à mi-hauteur intrinsèque à la rétrodiffusion Brillouin qui dépend directement de la durée de vie du phonon acoustique (environ 50MHz dans la silice), tandis que $\Delta\nu_{FWHM}$ prend en compte la variation du décalage Brillouin le long de la fibre, lorsque celle-ci présente des inhomogénéités. Notons que pour une fibre suffisamment homogène, on peut considérer ces deux termes égaux. À l’inverse, les inhomogénéités de la fibre permettent d’augmenter le seuil Brillouin. $\Delta\nu_P$ est la largeur spectrale de l’onde incidente. $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_{FWHM}$ est la largeur à mi-hauteur de la convolution entre le spectre de pompe et le spectre de la SBS. Ce terme montre qu’il est possible d’augmenter le seuil Brillouin en étendant le spectre de l’onde incidente, par modulation d’amplitude ou de phase. La figure 1.4 montre, dans le cas d’une fibre DSF homogène d’aire effective de $60\mu\text{m}^2$, la puissance de seuil Brillouin en fonction de la longueur de fibre pour un signal monochromatique. Comme nous le verrons plus loin, il est nécessaire d’utiliser des puissances de pompe bien supérieures à ce seuil pour réaliser un amplificateur paramétrique. Il est donc nécessaire d’employer des techniques pour augmenter ce seuil, soit en rendant le spectre du gain Brillouin inhomogène le long de la fibre [8, 9, 10], soit en étendant le spectre de la pompe [11, 12]. Une autre approche, encore à l’étude, consiste à créer des bandes interdites phononiques pour annuler la propagation de l’onde acoustique Brillouin [13].

1.1.3.2 Effet Raman

De manière analogue à l’effet Brillouin, la vibration moléculaire dans la silice induite par une onde de forte intensité provoque la génération de phonons à des fréquences com-

parables aux fréquences optiques (de l'ordre de 100THz dans la silice). Ce phénomène s'accompagne aussi de la diffusion d'ondes optiques. La diffusion Raman se fait dans les deux sens de propagation de la fibre. Elle a lieu du côté Stokes de l'onde excitatrice, sur une bande spectrale d'environ 30 THz avec un pic à 13THz . On montre que la puissance de seuil Raman P_B^{seuil} s'écrit [5] :

$$P_R^{seuil} = \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.14)$$

avec g_R le coefficient du gain Raman qui vaut environ $1 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$ [5]. La puissance seuil est généralement au delà de celle nécessaire dans les amplificateurs paramétriques. L'effet Raman permet d'obtenir une bande de gain du côté Stokes et une bande d'atténuation anti-symétrique du côté anti-Stokes. Ces caractéristiques sont exploitées pour la réalisation d'amplificateurs optiques. De larges bandes de gain ont ainsi été démontrées, en combinant une ou plusieurs pompes [14]. Il est aussi possible de combiner le gain Raman et le mélange à quatre ondes pour réaliser des amplificateurs ou des convertisseurs de longueur d'onde à très large bande [15, 16]. Cependant, la partie réelle de la susceptibilité non linéaire liée au Raman peut venir perturber l'accord de phase dans les FOPAs de très large bande et dégrader le gain [17]. Notons enfin que la contribution Raman provoque une augmentation du bruit dans les amplificateurs paramétriques [18, 19].

1.1.3.3 Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique est un phénomène non linéaire quasi-instantané qui induit une modulation de l'indice de réfraction proportionnelle à la puissance injectée dans le milieu. Le coefficient de proportionnalité est appelé indice de réfraction non linéaire n_2 . On montre :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{nl}^{(3)}) \quad (\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}) \quad (1.15)$$

où $\chi_{nl}^{(3)}$ est la contribution $\chi^{(3)}$ qui provient de la déformation des nuages d'électrons des atomes. L'indice vu par l'onde incidente vaut alors un indice Kerr :

$$n_{\text{Kerr}} = n + n_2 I \quad (1.16)$$

avec I l'intensité de l'onde incidente. Bien que n_2 soit relativement faible dans la silice (de l'ordre de $10^{-20} \text{ m}^2 \text{W}^{-1}$), la grande longueur d'interaction, ainsi que la très faible aire effective A_{eff} des fibres optiques monomodes permet néanmoins d'exalter l'effet Kerr optique. On rend compte de ce caractère par le coefficient non linéaire γ qui s'exprime en fonction des propriétés opto-géométriques de la fibre [5] :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (1.17)$$

L'effet Kerr est responsable de phénomènes non linéaires comme le mélange à 4 ondes, l'automodulation de phase, la modulation de phase croisée. Le mélange à 4 ondes est l'origine physique de l'amplification paramétrique que nous présenterons par la suite.

1.1.4 Modélisation de la propagation dans une fibre optique

Pour rendre compte du comportement des amplificateurs paramétriques, il est essentiel de pouvoir modéliser la propagation d'une onde dans une fibre optique en prenant en compte les effets non linéaires et l'effet Kerr en particulier. Dans cette partie, les outils nécessaires à cette modélisation sont évoqués. Ils permettent de décrire le comportement d'ondes co-propagatives. On supposera donc notamment que la rétrodiffusion Brillouin et/ou Raman est négligeable.

1.1.4.1 Equation non linéaire de Schrödinger

On suppose que toutes les ondes sont co-polarisées en entrée de la fibre amplificatrice et on néglige tout effet de biréfringence. On considère donc l'enveloppe lentement variable comme scalaire. La propagation des ondes le long d'une fibre est décrite par l'équation non linéaire de Schrödinger, qu'on peut écrire dans notre cas sous la forme [5] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\Gamma}{2}A + j \left\{ \sum_{k=2}^4 j^k \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} + \gamma |A|^2 A \right\} \quad (1.18)$$

A représente l'enveloppe lentement variable de l'amplitude des ondes en interaction le long de la fibre, autour de la pulsation ω_P . Le référentiel choisi est en translation à la vitesse de groupe de l'onde pompe $1/\beta_1$. Comme nous le verrons plus loin, dans le cas des amplificateurs paramétriques, la longueur d'onde centrale des ondes en interaction est choisie très proche de la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW) de la fibre. Pour cette raison, afin de prendre en compte de façon réaliste la dispersion lors de la propagation dans la fibre, il est nécessaire de connaître les ordres successifs β_2 , β_3 (pente de dispersion) et β_4 (courbure de dispersion).

Le dernier terme à droite de l'équation représente l'effet Kerr. Ce terme est responsable de la génération de nouvelles harmoniques ou fréquences. Pour prendre en compte l'effet Raman, il conviendra aussi de modifier ce dernier terme en [5] :

$$j\gamma \left[(1 - \rho)|A|^2 + \rho \int_{-\infty}^{\tau} \chi_R(\tau - t') |A|^2 dt' \right] A$$

$\chi_R(\tau)$ est la réponse retardée de l'effet Raman dans la silice [20]. ρ rend compte de la contribution de $\chi_R(\tau)$ à l'effet Kerr, et vaut 0,18 dans le cas des fibres en silice. L'équation (1.18) néglige l'effet de la biréfringence. De nombreuses références traitent de ces problèmes [3, 21, 22].

En particulier, du fait de la PMD, des ondes co-polarisées en entrée de fibre sont soumises à un coefficient non linéaire égal à $\frac{8}{9}$ ème du γ défini dans l'équation (1.17). Cependant,

ce coefficient correspond généralement au γ mesuré expérimentalement. Il a aussi été démontré que la PMD a un impact sur la bande de gain dans le cas des FOPAs à deux pompes [23].

1.1.4.2 La méthode de Fourier itérative

Pour prendre en compte les phénomènes complexes qui ont lieu lors de la propagation tels le bruit, l'allure temporelle et spectrale des ondes, la déplétion de la pompe, etc..., il est nécessaire d'avoir recours à des simulations numériques. L'équation (1.18) est donc de la forme $\frac{\partial A}{\partial z} = (\tilde{D} + \tilde{N})A$. \tilde{D} est un opérateur différentiel qui rend compte de la dispersion et de l'absorption de la fibre ($-\frac{\alpha}{2} + j \sum_{k=2}^4 j^k \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial \tau^k}$), tandis que \tilde{N} est l'opérateur non linéaire ($j\gamma|A|^2$). La solution de cette équation est $A(z + \Delta z) = A(z)e^{(\tilde{D} + \tilde{N})\Delta z}$. Numériquement, il est plus aisé d'appliquer séparément l'opérateur $e^{\tilde{N}}$ dans l'espace direct et l'opérateur $e^{\tilde{D}}$ dans l'espace des fréquences. La méthode de Fourier itérative repose sur le fait d'écrire :

$$e^{(\tilde{D} + \tilde{N})\Delta z} = e^{\tilde{D}\frac{\Delta z}{2}} e^{\tilde{N}\Delta z} e^{\tilde{D}\frac{\Delta z}{2}} \quad (1.19)$$

Cela revient donc à décomposer la fibre en segments Δz . On applique alors successivement l'opérateur différentiel sur une portion $\frac{\Delta z}{2}$ dans l'espace des fréquences, puis, après transformée de Fourier, l'opérateur non linéaire sur une portion Δz dans l'espace direct, et à nouveau l'opérateur différentiel sur $\frac{\Delta z}{2}$ dans l'espace des fréquences suite à la transformée de Fourier inverse (voir figure 1.5). On montre que l'erreur induite par la décomposi-



FIG. 1.5 – Schéma de principe de la méthode de Fourier itérative

tion (1.19) est en $o\Delta z^3$. Cette méthode est particulièrement adaptée aux problèmes de propagation dans un guide et permet une résolution numérique plus rapide que les méthodes à éléments finis [5, 24]. Notons que cette méthode ne prend pas en compte les ondes contra-propagatives. Ainsi la rétrodiffusion Brillouin stimulée, qui comme nous le verrons dans le prochain chapitre peut diminuer fortement les performances d'un amplificateur paramétrique à fibre, n'est pas prise en compte dans la simulation.

1.1.5 État de l'art des fibres unimodales

De nombreuses fibres avec des propriétés différentes sont aujourd'hui disponibles sur le marché pour des applications variées. Le tableau ci-dessous récapitule les propriétés de quelques fibres conventionnelles.

Fibre	SMF	DSF	NZ-DSF	DCF	HNLF
A_{eff} (μm^2)	70	60	60	20	8 – 12
α (dB/km) à (1550nm)	0,2	0,2	0,2	0,35	0,56
λ_0 (μm)	1,27 – 1,30	1,55	1,5 – 1,6	"ajusté"	1,45 – 1,58
D_S (ps/nm ² /km)	0,07	0,07	0,07	0,05	0,04
γ ($W^{-1}km^{-1}$)	2	2	2	7	10 – 20

La fibre monomode standard (SMF, Single Mode Fiber) est la plus répandue. Les premières SMF étaient à saut d'indice, bien qu'aujourd'hui la plupart ont des structures d'indices de cœur plus complexes. Les fibres monomodes à dispersion décalée, comme évoquées précédemment, sont conçues pour disposer à la fois d'une dispersion faible et d'une perte faible dans la fenêtre de télécommunications autour de $1,55\mu m$. Il est coutume de faire une distinction entre DSF (Dispersion Shifted Fiber) et NZ-DSF (Non Zero-Dispersion Shifted Fiber) pour désigner une fibre dont la dispersion nulle est à exactement $1550nm$ (aux variations longitudinales près) ou une fibre dont la dispersion nulle se situe autour de cette longueur d'onde. Dans le but de compenser la dispersion des SMF, il existe aussi des fibres à compensation de dispersion (DCF, Dispersion Compensating Fiber), possédant une forte dispersion normale dans le but de compenser la dispersion cumulée des impulsions se propageant dans les réseaux de télécommunications [25]. Enfin, dans le but d'exalter les effets non linéaires dans la fenêtre de télécommunications en vue d'applications, on dispose aujourd'hui de fibres dites hautement non linéaires (HNLF). Elles se caractérisent par une absorption et une dispersion très faible dans la fenêtre de télécommunications. De plus, dotées d'un rayon de cœur plus petit que celui des DSFs, elles atteignent des coefficients non linéaires plusieurs fois supérieures à celles des DSFs.

Depuis une dizaine d'années, de nouvelles fibres dites à cristal photonique sont développées, possédant de très forts coefficients non linéaires. Ainsi, les PCFs permettent d'ajuster la dispersion nulle à la longueur d'onde désirée et offrent un γ supérieur à $15W^{-1}km^{-1}$. Des fibres fabriqués sur d'autres matériaux exhibent des coefficients non linéaires très élevés. C'est le cas des fibres au chalcogénure, où les coefficients de non-linéarité peuvent atteindre plusieurs centaines de $W^{-1}km^{-1}$.

1.2 Les amplificateurs paramétriques à fibre optique

Dans un milieu Kerr tel que la fibre optique, le battement entre deux ou trois ondes de fréquences distinctes génère une onde à une fréquence nouvelle. Ce processus est appelé

mélange à 4 ondes. Ce mélange à 4 ondes s'accompagne d'un transfert d'énergie entre une ou deux ondes pompes et deux ondes « signal » et « idler ». Les amplificateurs paramétriques sur fibre optique (FOPAs) se basent sur ce transfert d'énergie permis par le mélange à 4 ondes. Nous allons ainsi chercher à rendre aussi efficace que possible le mélange à 4 ondes qui permet le transfert d'énergie d'une ou deux ondes pompes vers l'onde signal que l'on cherche à amplifier [26]. Constatons que cette amplification paramétrique s'accompagne de la création d'une onde conjuguée, l'idler.

On montre que ces processus correspondent à l'annihilation de deux photons pompes et à la création d'un photon signal et d'un photon idler. Le mélange à 4 ondes vérifie la conservation de l'énergie. Lorsque les photons pompes sont de même fréquence, il s'agit d'un processus à une pompe dégénérée, et lorsqu'ils sont de fréquences distinctes, on parle d'un système non dégénéré. Nous allons montrer, dans chacun de ces deux cas (une ou deux pompes), les conditions pour rendre ce transfert efficace tout au long d'une fibre monomode uniforme. L'absorption de la fibre sera de plus négligée.

1.2.1 Amplificateur paramétrique à une pompe

1.2.1.1 Mélange à quatre ondes dégénéré

L'amplificateur paramétrique le plus simple à réaliser expérimentalement est le FOPA à une pompe dégénérée. Il est basé sur un processus de mélange à 4 ondes dégénéré faisant seulement intervenir une onde pompe à la pulsation ω_P , un signal à ω_S et un idler à ω_I . La loi de conservation de l'énergie nous permet d'écrire :

$$2\omega_P = \omega_I + \omega_S \quad (1.20)$$

Nous négligeons toute autre harmonique créée par un autre mélange à 4 ondes. Nous supposons de plus l'écart spectral entre le signal et la pompe faible devant la fréquence de la pompe. En supposant de plus la répartition spectrale transverse indépendante de la pulsation, nous pouvons écrire l'enveloppe lentement variable du champ total centré sur la pulsation ω_P comme $A = A_I e^{-j((\omega_I - \omega_P)t - (\beta_I - \beta_P)z)} + A_P + A_S^{-j((\omega_S - \omega_P)t - (\beta_S - \beta_P)z)}$, avec β_I, β_P et β_S les constantes de propagation de l'idler, de la pompe et du signal respectivement. L'équation de Schrödinger non linéaire décrit alors la propagation de A dans la fibre. Elle conduit aux équations couplées suivantes [5, 26] :

$$\begin{aligned} \frac{dA_P}{dz} &= i\gamma[(|A_P|^2 + 2|A_S|^2 + 2|A_I|^2)A_P + 2A_P^* A_S A_I \exp(i\Delta\beta_L z)] \\ \frac{dA_S}{dz} &= i\gamma[(|A_S|^2 + 2|A_P|^2 + 2|A_I|^2)A_S + A_I^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L z)] \\ \frac{dA_I}{dz} &= i\gamma[(|A_I|^2 + 2|A_S|^2 + 2|A_P|^2)A_I + A_S^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L z)] \end{aligned} \quad (1.21)$$

avec $\Delta\beta_L = \beta_S + \beta_I - 2\beta_P$ le désaccord de phase linéaire, et A_P, A_S et A_I les amplitudes lentement variables respectives des ondes pompe, signal et idler. Le premier terme du crochet à droite de chacune des équations (1.21) correspond à une modulation de phase de l'onde par effet Kerr. Le second terme correspond au mélange à 4 ondes.

Remarque importante : Nous considérons ici qu'il n'y a pas de décalage temporel entre les enveloppes lentement variables (SVEs) de la pompe, du signal et de l'idler au cours de la propagation. Cette hypothèse revient à négliger la différence de vitesse de groupe entre la pompe, le signal et l'idler.

Nous allons maintenant, dans des cas particuliers, résoudre ces équations et montrer les conditions nécessaires pour avoir un transfert efficace de la pompe au signal et à l'idler conjugué.

1.2.1.2 Amplificateur insensible à la phase

Dans un amplificateur insensible à la phase, seules les ondes signal et pompe sont présentes en entrée. On suppose que la puissance de la pompe P est bien supérieure à celle du signal P_S , si bien que P reste constante le long de la fibre amplificatrice (approximation de non déplétion de la pompe). Les équations (1.21) se réécrivent :

$$\begin{aligned}\frac{dA_P}{dz} &= i\gamma P A_P \\ \frac{dA_S}{dz} &= i\gamma [2PA_S + A_I^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L z)] \\ \frac{dA_I}{dz} &= i\gamma [2PA_I + A_S^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L z)]\end{aligned}$$

Ces dernières équations traduisent le fait que l'effet Kerr est principalement induit par la puissance de la pompe. Il provoque une automodulation de phase de la pompe. La solution stationnaire de l'enveloppe de l'onde pompe s'écrit ainsi : $A_P = \sqrt{P} \exp(i\gamma P)$. On en déduit alors pour le signal et l'idler :

$$\begin{aligned}\frac{dA_S}{dz} &= i\gamma \{2PA_S + A_I^* P \exp(i[\gamma P - \Delta\beta_L]z)\} \\ \frac{dA_I}{dz} &= i\gamma \{2PA_I + A_S^* P \exp(i[\gamma P - \Delta\beta_L]z)\}\end{aligned}$$

Les ondes idler et signal subissent une modulation de phase croisée induit par la puissance de l'onde pompe et un mélange à 4 ondes provenant de l'interaction entre l'onde pompe et l'onde conjugué du signal ou de l'idler. Remarquons que le déphasage introduit par la pompe sur chacune des ondes signal et idler est $2\gamma P$. Ce terme est appelé le déphasage non linéaire. On introduit une rotation de la phase des ondes signal et idler de $\frac{\Delta\beta}{2} - \gamma P$. Les nouvelles enveloppes lentement variables $A'_S = A_S e^{i(\gamma P - \frac{\Delta\beta}{2})z}$ et $A'_I = A_I e^{i(\gamma P - \frac{\Delta\beta}{2})z}$ vérifient alors le système d'équations ci-dessous :

$$\begin{aligned}\frac{dA'_S}{dz} &= i\frac{\kappa}{2} A'_S + i\gamma P A'^*_I \\ \frac{dA'_I}{dz} &= i\frac{\kappa}{2} A'_I + i\gamma P A'^*_S\end{aligned}\tag{1.22}$$

avec :

$$\kappa = 2\gamma P + \Delta\beta_L\tag{1.23}$$

l'accord de phase entre les ondes pompe, signal et idler. κ contient la contribution non linéaire et linéaire au déphasage global entre les ondes en interaction. En combinant ces deux relations, on trouve que les solutions générales de A_S s'écrivent sous la forme [26] :

$$A_S = (ae^{gz} + be^{-gz})e^{i(2\gamma P - \frac{\kappa}{2})z}\tag{1.24}$$

avec :

$$g^2 = (\gamma P)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2. \quad (1.25)$$

Pour avoir du gain sur le signal, il faut nécessairement que g soit réel. g est alors appelé le gain paramétrique linéique. Notons que cela impose $|\kappa| \leq 2\gamma P$. On dit que les ondes sont alors en quasi-accord de phase. Pour un amplificateur insensible à la phase, $A_S(z=0) = \sqrt{P_S}e^{i\phi_S}$ (ϕ_S étant la phase de l'onde en entrée de fibre) et $A_I(z=0) = 0$. On en déduit $a = b^* = \sqrt{P_S}e^{j\phi_S}(1 + i\frac{\kappa}{2g})$. Le gain paramétrique du signal $\frac{|A_S(z=L)|^2}{|A_S(z=0)|^2}$ en sortie d'une fibre de longueur L s'écrit alors :

$$G = 1 + \left(\frac{\gamma P}{g} \sinh(gL)\right)^2 \quad (1.26)$$

Notons que la phase du signal en entrée de la fibre n'intervient pas dans cette expression. Pour cette raison, l'amplificateur est dit insensible à la phase et la condition de quasi-accord de phase est nécessaire et suffisante pour avoir du gain paramétrique. Insistons bien que lorsque l'idler est présent en entrée de la fibre, le gain paramétrique dépend alors fortement des phases initiales des ondes qui peuvent conduire à une atténuation du signal [27]. De plus, pour un grand gain d'amplification ou une forte puissance du signal d'entrée, l'approximation de non déplétion de la pompe ne tient plus. Ce cas sera traité aux chapitres 3 et 4.

Il est donc possible de concevoir des amplificateurs à large bande sous réserve d'atteindre un quasi-accord de phase. Il convient d'exprimer à ce stade $\Delta\beta_L$ en fonction des ordres de dispersion à la pulsation pompe ω_P :

$$\Delta\beta_L = 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\beta_{2k}}{(2k)!} \Delta\omega^{2k} \quad (1.27)$$

$\Delta\omega$ est l'écart en fréquence entre la pompe et le signal, β_{2k} sont les dérivées d'ordre pair de la constante de propagation à la pulsation pompe. Rappelons qu'en pratique, la prise en compte de β_2 et β_4 est suffisante pour modéliser un phénomène de propagation [28]. Ces deux dernières équations montrent que la bande de gain est symétrique par rapport à la pulsation pompe, car elle dépend des puissances paires de $\Delta\omega$. De plus, en notant que la condition de quasi-accord de phase revient à $-4\gamma P \leq \Delta\beta_L \leq 0$, on comprend que plus γ ou P est grand, plus la bande du FOPA sera élevée.

Par ailleurs, on observe aussi qu'en positionnant la pompe en dispersion très légèrement anormale ($\beta_2 < 0, \beta_2 \sim 0$), il est possible d'obtenir une bande de gain assez large. Une bande de gain typique est représentée sur la figure 1.6(a). On observe deux lobes symétriques. Dans la région proche de la pompe, on peut négliger $\Delta\beta_L$. Le gain est dit « parabolique » et s'écrit $G = 1 + (\gamma PL)^2$. Lorsque l'accord de phase est parfait ($\kappa = 0$) on dit que le gain est « exponentiel » et s'écrit $G = 1 + (\sinh(\gamma PL))^2$. L'évolution du gain pour ces deux régimes distincts en fonction de la longueur de fibre est représenté sur la figure 1.6(b). Le spectre de gain large représenté sur la figure 1.6(a) correspond typiquement à λ_P égale ou très légèrement supérieure à la longueur d'onde de dispersion

nulle λ_0 de la fibre. Si $\lambda_P > \lambda_0$ (régime de dispersion anormale avec la dispersion de vitesse de groupe β_2 négative et suffisamment forte), le terme de désaccord de phase non linéaire γP , toujours positif, peut compenser exactement le désaccord $\Delta\beta_L$, négatif, d'où l'accord de phase parfait. Cependant le spectre de gain se rétrécit rapidement au fur et à mesure que λ_P s'éloigne de λ_0 .

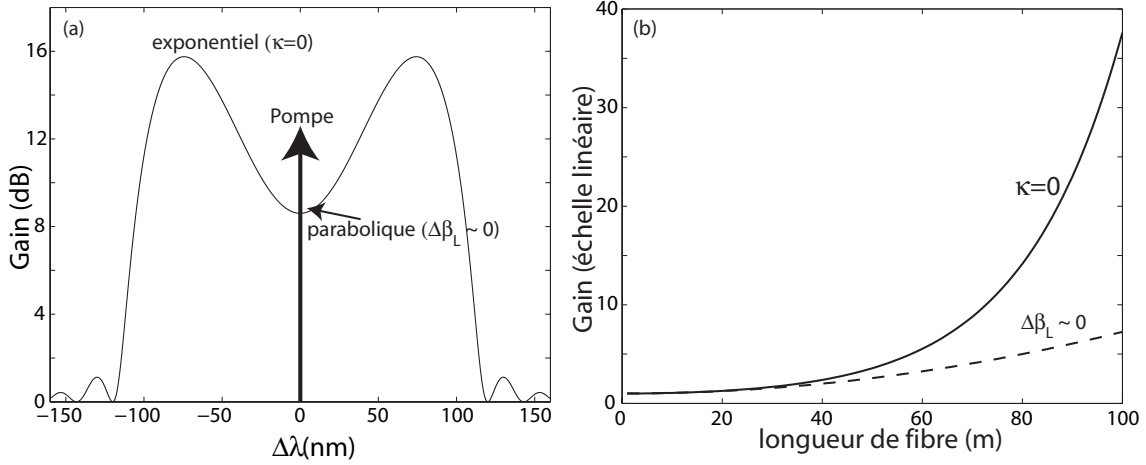


FIG. 1.6 – (a) Spectre de gain typique d'un amplificateur paramétrique avec $\gamma = 25W^{-1}km^{-1}$, $P = 1W$ et $L = 100m$. $\Delta\lambda$ est l'écart en fréquence entre la pompe et le signal. (b) Evolution du gain paramétrique en fonction de la longueur en régime parabolique (tirets) et exponentiel (trait continu).

En régime de dispersion normale, $\lambda_P < \lambda_0$ avec β_2 positif et suffisamment grand, l'accord de phase parfait n'est jamais atteint et on obtient juste un gain parabolique au voisinage immédiat de la pompe (spectre de gain en sinus cardinal très étroit centré sur la pompe). Au voisinage immédiat de λ_0 , pour β_2 nul, c'est le terme pair d'ordre supérieur β_4 qui régit l'accord de phase et donc le profil de gain. De larges bandes de gain, supérieures à 100nm, ont été démontrés expérimentalement [29].

Cependant, on observe que le gain varie fortement sur cette bande. Plus précisément, les équations (1.23) et (1.27) montrent que l'accord de phase est un polynôme du 4^{ème} degré en $\Delta\omega_S$. Il possède au plus quatre racines deux à deux symétriques. Pour avoir annulation de l'accord de phase en quatre racines distinctes, il faut $\beta_2 < 0$ et $\beta_4 > 0$. Dans ces conditions, en ajustant judicieusement la position de la pompe (et donc β_2), il est possible d'avoir deux bandes symétriques à ω_P de gain plat [30, 31]. Cependant, le gain chute toujours fortement au voisinage de la pompe ou lorsque κ devient négatif, ce qui constitue une limite à la réalisation de grandes bandes passantes de gain plat. Une approche intéressante consiste à concaténer plusieurs fibres de dispersions différentes. La variation de la dispersion change les conditions d'accord de phase, permettant ainsi d'aplanir le gain sur toute la bande. Il a été démontré numériquement qu'une bande plate de 200nm avec moins de 0,2dB d'amplitude des oscillations du gain peut ainsi être obtenue [32]. Une autre approche est d'utiliser deux pompes distinctes à la place d'une seule dégénérée.

1.2.2 Amplificateur paramétrique à deux pompes

A la différence du FOPA à une pompe dégénérée, l'amplificateur à deux pompes est basée sur un mélange à 4 ondes distinctes en fréquence. Dans un système sans pertes et en ne considérant seulement les 4 ondes de l'interaction, les équations couplées s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{dA_{P1}}{dz} &= i\gamma[(|A_{P1}|^2 + 2|A_{P2}|^2 + 2|A_S|^2 + 2|A_I|^2)]A_P + 2A_P^* A_S A_I \exp(i\Delta\beta_L) \\ \frac{dA_{P2}}{dz} &= i\gamma[(|A_{P2}|^2 + 2|A_{P1}|^2 + 2|A_S|^2 + 2|A_I|^2)]A_P + 2A_P^* A_S A_I \exp(i\Delta\beta_L) \\ \frac{dA_S}{dz} &= i\gamma[(|A_S|^2 + 2|A_{P1}|^2 + 2|A_{P2}|^2 + 2|A_I|^2)]E_S + 2A_I^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L) \\ \frac{dA_I}{dz} &= i\gamma[(|A_I|^2 + 2|A_S|^2 + 2|A_{P1}|^2) + 2|A_{P2}|^2]A_I + 2A_S^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L) \end{aligned} \quad (1.28)$$

La position relative des ondes est représenté sur la figure 1.7. Pour le gain paramétrique en petit signal d'un FOPA à deux pompes insensible à la phase, on considère que les puissances $P_S(z)$ et $P_I(z)$ du signal A_S et de l'idler A_I sont petites devant les puissances $P_1(z)$ et $P_2(z)$ des deux pompes A_{P1} et A_{P2} (voir la figure 1.7). Par ailleurs, il n'y a pas

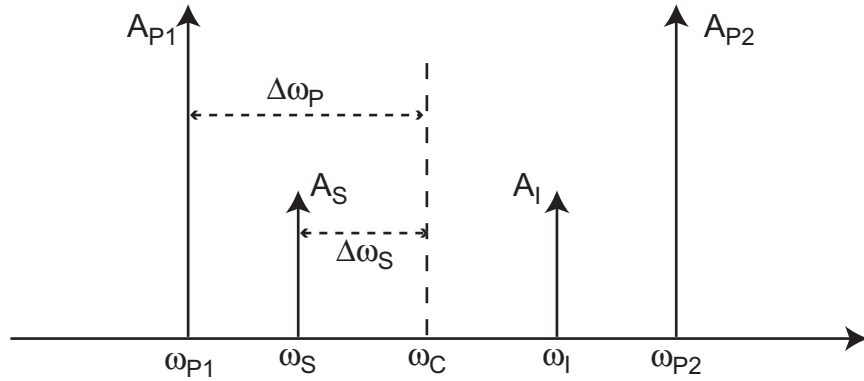


FIG. 1.7 – Modèle spectral du mélange à 4 ondes dans un FOPA à deux pompes.

d'onde idler en entrée de la fibre ($A_I(0) = 0$). Le gain paramétrique s'écrit alors :

$$G = 1 + \left(\frac{2\gamma\sqrt{P_1 P_2}}{g} \sinh(gL) \right)^2 \quad (1.29)$$

avec g le gain paramétrique linéïque qui s'écrit :

$$g = \sqrt{4(\gamma\sqrt{P_1 P_2})^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2} \quad (1.30)$$

et κ , l'accord de phase :

$$\kappa = \gamma(P_1 + P_2) + \Delta\beta_L \quad (1.31)$$

avec $\gamma(P_1 + P_2)$ le déphasage non linéaire et $\Delta\beta_L$ le déphasage linéaire entre les 4 ondes. On peut développer $\Delta\beta_L$ en série de Taylor autour de la pulsation ω_C , milieu des pulsations des pompes :

$$\Delta\beta_L = \beta_2 (\Delta\omega_S^2 - \Delta\omega_P^2) + \frac{\beta_4}{12} (\Delta\omega_S^4 - \Delta\omega_P^4) \quad (1.32)$$

avec $\Delta\omega_S = \omega_S - \omega_C$ et $\Delta\omega_P = \omega_{P1} - \omega_C$. Le désaccord de phase fait intervenir la dispersion de vitesse de groupe β_2 à la pulsation ω_C et la courbure de dispersion correspondante β_4 . A la différence du désaccord de phase linéique dans le cas d'un FOPA à une pompe dégénérée (équation (1.27)), le déphasage ici dépend non seulement de la position du signal, mais aussi de l'écart en pulsation $2\Delta\omega_P$ entre les deux pompes. Cela donne un nouveau degré de liberté pour le quasi-accord de phase entre les 4 ondes en interaction.

Dans les fibres conventionnelles, on considère que β_4 est constant pour des longueurs d'ondes autour de la longueur d'onde de dispersion nulle. En fonction de la valeur de β_4 , il est possible de concevoir une bande de gain plate entre les positions des deux pompes [28, 33]. Ainsi, lorsque $\beta_4 > 0$, et $\beta_2 = 0$, κ est minimal en ω_C . En réglant l'écart entre les deux pompes ou la puissance sur chacune des pompes, tels que $(P_1 + P_2)/\Delta\omega_P^4 = \beta_4/(12\gamma)$, on rend κ nul en ω_C (qui est alors une racine quadruple de κ) et on obtient une bande de gain quasi plate sur la largeur entre les deux pompes. La figure 1.8(a) montre une courbe de gain en sortie d'une fibre de type HNLF avec $\gamma = 18W^{-1}km^{-1}$, $\beta_2 = 0s^2.m^{-1}$, $\beta_3 = 1, 2 \times 10^{-40}s^3.m^{-1}$, $\beta_4 = 2,85 \times 10^{-55}s^4.m^{-1}$, $\Delta\nu_P = 4THz$ (soit $\Delta\omega_P = 25 \times 10^{12}rad.s^{-1}$), $P_1 = P_2 = 250mW$ et $L = 300m$. L'écart spectral entre les deux pompes a été optimisé pour avoir l'accord de phase lorsque $\omega_S = \omega_C$. Un gain d'environ 18dB sur une bande de 7THz (soit $\simeq 56nm$ autour de 1550nm) est ainsi obtenu. Si on

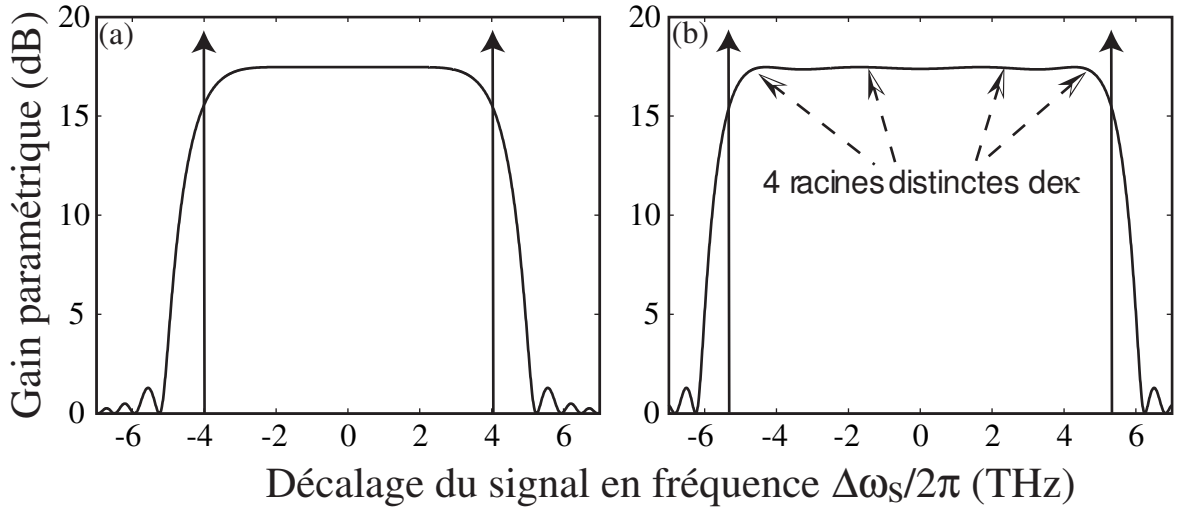


FIG. 1.8 – Spectres « optimisés » du gain d'un FOPA à deux pompes lorsque (a) $\beta_2 = 0, \beta_4 > 0$ et (b) $\beta_2 < 0, \beta_4 > 0$

écarte les pompes davantage ($\Delta\omega_P > (\frac{\beta_4}{12\gamma(P_1+P_2)})^{1/4}$), κ possède deux racines doubles, symétriques à ω_C , et comprises entre les pulsations des deux pompes. Si ces racines sont trop éloignées l'une de l'autre, les variations du gain deviennent importantes. Si $\beta_2 > 0$, on augmente la valeur de κ par rapport au cas précédent. Il faudra donc diminuer $\Delta\omega_P$, ou augmenter la puissance des pompes pour éviter une chute du gain au milieu des deux pompes. Lorsque $\beta_2 < 0$, κ peut avoir quatre racines distinctes entre les deux pompes. Il est alors possible d'associer $\frac{\kappa}{\gamma(P_1+P_2)}$ à un polynôme de Chebychev T_4 de degré 4 sur une certaine largeur spectrale $\Delta\omega_t$ comprise entre les deux pompes [28]. Rappelons qu'un tel

polynôme, défini tel que $T_4(x) = \cos(4\cos^{-1}(x)) = 8x^4 - 8x^2 + 1$ sur l'intervalle $[-1; 1]$, possède 4 racines distinctes et demeure borné entre -1 et 1. En choisissant judicieusement β_2 (en accordant le milieu ω_C des pulsations des pompes en fonction du ZDW de la fibre) suivant la méthode donnée en [28], on montre alors que $\frac{\kappa}{\gamma(P_1+P_2)} = \rho T_4(\frac{\Delta\omega_S}{\Delta\omega_t})$, avec $\rho < 1$. Il est alors possible, en jouant sur l'écart en pulsation $\Delta\omega_P$ entre les deux pompes, d'obtenir un gain dont l'amplitude des oscillations est de l'ordre de ρ^2 sur une bande $\Delta\omega_t$ supérieure à $(\frac{\beta_4}{12\gamma(P_1+P_2)})^{1/4}$. La bande de gain d'un FOPA à 2 pompes dans une telle configuration est représentée sur la figure 1.8(b). La fibre amplificatrice et les puissances de pompes sont les mêmes que celles de la figure 1.8(a). La pulsation centrale et l'écart spectral entre les pompes sont choisis tels que $\beta_2 = -2.10^{-29} s^2 m^{-1}$ et $\Delta\omega_P = 2\pi \times 5.3 THz$. Un gain de 18dB est ainsi obtenu en sortie du FOPA avec des oscillations inférieures à 0,2dB sur 9,6THz de bande (en fréquence) (soit 75nm autour de 1550nm).

Lorsque β_4 est négatif, on montre que κ admet toujours au moins deux racines en dehors de l'intervalle spectrale $[\omega_{P1}, \omega_{P2}]$ [33]. Pour atteindre le gain exponentiel avec peu de fluctuations dans l'intervalle spectral entre les pulsations des deux pompes, κ doit donc admettre quatre racines distinctes dont deux à l'intérieur de l'intervalle $[\omega_{P1}, \omega_{P2}]$. Cela n'est possible qu'à la condition que β_2 soit de signe opposé (en l'occurrence positif). Deux exemples expérimentaux de FOPAs à deux pompes avec $\beta_4 < 0$ rapportés dans la littérature [34, 35] seront présentés au chapitre 2 de ce manuscrit.

Remarque importante : Ce modèle n'est pas valable sur tout le spectre. En particulier, lorsque le signal est proche de l'une des deux pompes, des bandes latérales non accordées en phase apparaissent par mélange quatre ondes du signal et/ou de l'idler avec l'une des deux pompes et font chuter le gain. Ce point sera étudié de manière plus approfondie dans le chapitre suivant.

1.3 Historique et état de l'art des amplificateurs paramétriques à fibre optique

L'effort de recherche sur les amplificateurs optiques est aujourd'hui essentiellement porté par le développement des télécommunications. La première démonstration d'un système de télécommunications sur fibre optique opérationnel date de 1966 [36]. Jusqu'à la fin des années 1980, les fibres optiques étaient exclusivement utilisées pour la transmission sur de longues distances. Les signaux optiques étaient transmis sur une fenêtre étroite de longueurs d'ondes située autour de la dispersion nulle des SMFs, vers 1300nm. Sur de longues distances, le signal nécessite une régénération à des intervalles de 50km. L'utilisations, à l'époque, de régénérateurs électriques limitait le débit des systèmes de télécommunications sur fibres à quelques centaines de Mbits/s.

Dans les années 1980, des recherches et développements intenses sur les amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA) ont permis la mise sur le marché des premiers amplificateurs

tout optique [37]. Les EDFAs sont basés sur l'excitation des ions erbiums par pompage optique à 900nm ou 1480nm. Le spectre d'émission des ions permet alors d'amplifier les signaux optiques dans la bande C ([1530nm – 1565nm]) et/ou L ([1565nm – 1625nm]). Cette révolution technologique, couplée à l'émergence d'internet et l'augmentation rapide du trafic dans les réseaux de télécommunications, ont permis d'augmenter sensiblement le débit sur les transmissions longues distances dans les fibres optiques. D'une part, le débit sur une seule porteuse optique n'étant plus limité par les régénérateurs électroniques, atteint plusieurs GBits/s. De plus, la bande passante supérieure à 30nm des EDFAs permet de multiplexer plusieurs porteuses de longueurs d'ondes différentes et ainsi multiplier le débit en transmission. On parle de réseaux WDM (Wavelength Division Multiplexing). Un record de transmission à 24TBits/s a ainsi été récemment réalisé en laboratoire par le groupe Alcatel-Lucent [38]. Grâce à la mise en cascade ou en parallèle d'EDFAs, il est possible de concevoir des amplificateurs avec un gain relativement plat sur une bande passante de plus de 100nm [39].

Parallèlement, des recherches ont été menées sur les amplificateurs Raman. Depuis la fin des années 1990, des amplificateurs offrant un gain plat sur une centaine de nanomètres autour de 1550nm sont démontrées [14]. Ces amplificateurs possèdent de plus l'avantage de ne pas dépendre du spectre d'émission d'un dopant, comme c'est le cas pour les EDFAs, et permettent d'explorer de nouvelles fenêtres de transmission. Les pompes Raman peuvent être directement injectées dans les fibres SMFs utilisées pour la transmission. On parle alors d'amplification distribuée. Cet avantage permet d'avoir une meilleure distribution de la puissance du signal le long de la fibre et améliore la figure de bruit par rapport à une chaîne d'atténuation/amplification [37]. Cependant, l'utilisation de plusieurs pompes de fortes puissances introduit des phénomènes de mélange à 4 ondes, ce qui détériore la qualité de l'amplification [16].

Le phénomène d'amplification paramétrique dans les fibres optiques a été d'abord étudié dans les laboratoires Bell Labs au milieu des années 1970 par l'équipe de R. H. Stolen. L'équipe réalisa les premières expériences de mélange à 4 ondes accordées en phase dans des fibres multimodes [40]. Le désaccord de phase était alors compensé par la dispersion modale. Stolen et Bjorkholm établirent la théorie de l'amplification paramétrique dans les fibres en 1982 [26]. La toute première démonstration de l'amplification paramétrique fût réalisée en 1985 par une équipe de Thomson-CSF [41]. L'équipe démontra l'amplification d'un signal situé à 1,57 μ m. Il fallut cependant attendre 1995 et l'apparition des fibres monomodes à dispersion décalée (DSF) pour voir la première démonstration du potentiel de l'amplification paramétrique. En utilisant une pompe pulsée, l'équipe de M.E. Marhic démontra en effet un FOPA avec un gain maximum de 12dB sur une bande de 20nm [42]. Cette même équipe démontra l'année suivante une bande de gain de 35nm avec un gain compris entre 10 et 18dB [30], puis réalisa le premier FOPA à une pompe de puissance continue en intensité [43]. En effet, la réponse Kerr de la silice étant « quasi-instantanée », toute perturbation de l'intensité des pompes entraîne des distortions de gain sur le signal. L'utilisation de pompes continues est donc essentielle pour l'amplification paramétrique de flux de données binaires aléatoires et asynchrones.

Ces premières démonstrations provoquèrent l'engouement, vers la fin des années 1990, de plusieurs laboratoires et équipementiers de télécommunications. De nouveaux records de bande de gain sont atteints en permanence. Une bande de gain supérieure à 360nm avec une pompe pulsée et un gain de 50dB fût démontrée en 2003 [44]. En 2004, un FOPA à une pompe de puissance continue avec un gain supérieur à 11dB sur plus de 100nm de bande autour de 1550nm était démontré par Alcatel en collaboration avec notre équipe [29]. Une équipe de l'université de Chalmers, en Suède, vient de réaliser une performance identique [45]. En 2001, un amplificateur avec un gain aplani sur 75nm était démontré en utilisant plusieurs tronçons de fibres de dispersion différentes [46]. Des travaux théoriques réalisés à Besançon montrèrent qu'un arrangement de fibres de dispersions différentes rendait possible la conception de FOPAs à une pompe avec un gain plat sur plusieurs centaines de nm [32, 3]. Par ailleurs, en ajustant judicieusement l'accord de phase et la longueur de la fibre, il est possible de transférer la quasi-totalité de la puissance de pompe sur le signal et l'idler [47]. Un gain record de 70dB a aussi été récemment démontré [48].

Les FOPAs à deux pompes permettent aussi de réaliser de larges bandes de gain plat dans l'intervalle entre les positions des pompes. La théorie fût proposée en 1996 [28] et démontrée expérimentalement [43]. Elle fût intensément étudiée par les laboratoires Bell Labs de Lucent [49] qui démontrèrent de l'amplification paramétrique sur une largeur spectrale de 52nm avec un gain plat de 40dB [50] en pompage continu. Des FOPAs avec des bandes de gain de largeur autour de 100nm ont aussi été réalisés par une équipe de l'université de Capiñas, au Brésil [34, 51, 33].

De nombreuses recherches ont aussi porté sur la qualité d'amplification en vue d'applications dans le domaine des télécommunications. Il est depuis longtemps démontré que le minimum de bruit dans les FOPAs insensibles à la phase est apporté par les fluctuations du vide quantique [52] et le facteur de bruit minimal, qui mesure la qualité d'amplification d'un signal (nous y reviendrons au chapitre 4), est de 3dB. Cependant, la forte puissance des pompes de FOPA induit l'émission d'ondes Raman qui augmentent légèrement le facteur de bruit [19]. Des amplificateurs avec des facteurs de bruits de moins de 4dB ont été démontrées expérimentalement [53, 18]. Par ailleurs, dans les architectures à pompage continu, la pompe est modulée en phase pour éviter toute déplétion liée à la SBS. Cette modulation de phase provoque divers impact impliquant un élargissement de l'idler et une distortion sur le gain du signal. Ces effets ont été longuement étudiés par différents groupes ces cinq dernières années [54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65]. Il a été montré que ces impacts peuvent être supprimés dans un FOPA à deux pompes modulées en opposition de phase. L'étude de ces fluctuations sera l'objectif du chapitre 2. Pour obtenir une puissance de pompe suffisante, il est nécessaire d'utiliser un amplificateur adapté à la longueur d'onde de la pompe. Dans les fenêtres C et L de la bande Télécom, on utilise des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA). L'amplification d'un signal par un EDFA entraîne un bruit d'émission spontanée qu'il est nécessaire de filtrer. Cependant, il persiste un bruit à basse fréquence au pied de la pompe qui est transféré sur le signal et vient augmenter le facteur de bruit. Cet impact dépend de la puissance d'entrée du signal et du rapport entre la puissance de pompe et le bruit au pied de la pompe (OSNR) [66, 67, 68, 69]. La réalisation d'un pompage moins coûteux et sans am-

plificateur est un enjeu majeur pour rendre les FOPAs attractifs. Toujours dans le but d'amplifier les signaux de télécommunications, des investigations préliminaires ont aussi été menées sur l'amplification paramétrique distribuée. Un signal à 10Gbits/s a ainsi été amplifié sur 75km avec une pénalité de 1,2dB sur le taux d'erreur binaire (BER) [70].

La sensibilité à la polarisation demeure un handicap pour l'exploitation opérationnelle des FOPAs. En effet, on peut montrer que lorsque les ondes pompes, signal et idler ne sont pas co-polarisées, les conditions d'accord de phase changent et le gain paramétrique diminue. En particulier, si la pompe est en régime de dispersion anormale et sa polarisation est orthogonale au signal, le gain d'amplification s'annule [21]. On aboutit au même raisonnement avec deux pompes dont la longueur d'onde moyenne est en régime de dispersion anormale et les polarisations orthogonales à celle du signal. Différentes architectures ont été proposées pour remédier à ce problème. Elles consistent par exemple à injecter les pompes à 45 degrés des axes de polarisation de la fibre [71], ou à utiliser des pompes polarisées perpendiculairement l'une à l'autre dans le cas des FOPAs à deux pompes [72]. Une autre technique consiste à séparer la polarisation des signaux sur deux axes perpendiculaires en entrée de l'amplificateur paramétrique. Chaque composante de polarisation est alors envoyée dans une direction de propagation de la fibre où elle subit l'amplification paramétrique d'une pompe polarisée parallèlement. Les deux composantes amplifiées sont recombinaées en sortie. Il a été récemment montré que cette dernière configuration réduit le BER du signal tout en permettant une meilleure insensibilité à la polarisation dans les FOPAs à deux pompes [73]. Même lorsque les ondes sont co-polarisées en entrée de fibre, la PMD induit une diminution de l'efficacité d'amplification [23].

Avec la mise en place des réseaux WDM, les FOPAs devront être capables d'amplifier simultanément des canaux de longueurs d'ondes différentes. Du fait de la faible dispersion et du fort coefficient de non-linéarité nécessaires à l'obtention d'une large bande d'amplification, des mélanges à 4 ondes parasites entre les différents canaux, ou entre les canaux et les pompes sont susceptibles d'interférer avec les signaux amplifiés. Ce phénomène, la diaphotie (ou « cross-talk »), peut constituer une limitation des FOPAs [74, 75]. Il est possible de limiter les interférences liées à la diaphotie en plaçant judicieusement les canaux WDM relativement à la position de la (les) pompe(s) [76]. De plus, dans les FOPAs à deux pompes polarisées orthogonalement l'une par rapport à l'autre, on limite la diaphotie lorsque les polarisations de deux canaux adjoints sont aussi orthogonales [77].

Au niveau expérimental, quelques propositions d'architectures de FOPA rapprochent ces composants de leur mise en opération. En effet, pour l'amplification de signaux WDM, la génération des ondes idler rend pratiquement inutilisable la moitié de la bande d'amplification. Une méthode pour l'utilisation de toute cette bande consiste à utiliser un entrelaceur ou un multiplexeur de bande pour séparer les deux demi-bandes de gain symétriques du FOPA. On utilise alors les deux directions de propagation de la fibre pour amplifier simultanément les deux demi-bandes, avant de les recombinaer en sortie [78, 79]. Pour le couplage du signal et de la pompe avec un minimum de pertes, un FOPA dans une boucle optique permet d'injecter la(les) pompe(s) d'un côté et les signaux de l'autre côté du coupleur équilibré, et de récupérer les signaux amplifiés et les pompes sur chacun

des bras du même coupleur [80].

La réponse Kerr de la silice étant quasi-instantanée, les FOPAs permettent aussi de concevoir des dispositifs ultra-rapides de traitement tout optique du signal [81, 82, 50, 83]. La génération de l'onde idler permet de convertir la longueur d'onde du signal. En accordant la pompe en longueur d'onde, on peut faire varier la longueur d'onde de conversion [53]. Ainsi, une conversion record sur 1000nm de la bande Télécom autour de 1550nm vers la bande visible autour de 550nm a été récemment démontrée [84]. En utilisant une pompe impulsionnelle, l'idler est généré à intervalle régulier. Ce caractère a permis de démontrer du démultiplexage temporel de signaux [85], ainsi que de l'échantillonnage [86]. En régime de saturation, le FOPA peut aussi servir à régénérer le signal [87]. Cette liste d'applications est loin d'être exhaustive, et montre le dynamisme de la recherche et du développement sur les FOPAs aujourd'hui [83].

Chapitre 2

Etude des amplificateurs paramétriques à deux pompes

2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des amplificateurs paramétriques sur fibre optique (FOPA) à deux pompes de fréquences distinctes. Bien que plus difficiles à mettre en oeuvre expérimentalement que les FOPAs à une pompe dégénérée, les FOPAs deux pompes présentent plusieurs avantages qui ont fait l'objet de nombreuses recherches au cours de ces dernières années.

En jouant simultanément sur la fréquence des pompes et l'espacement fréquentiel entre les deux pompes, il est possible d'obtenir un gain plat sur une large bande spectrale [28]. Des largeurs de bande de gain record autour de 100nm ont ainsi été démontrées expérimentalement [34, 51, 33].

Le gain paramétrique étant fonction de la somme des puissances des pompes, la puissance de chaque pompe sera inférieure à celle nécessaire pour atteindre un même gain avec une seule pompe dégénérée. Il est ainsi plus aisé de réduire le bruit d'ASE au pied de chacune des pompes. Cet avantage permet aussi d'éviter plus facilement la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

Comme nous le verrons, les FOPAs à deux pompes permettent aussi de compenser d'éventuelles dégradations du signal et/ou de l'idler liées à la nécessaire modulation de phase des pompes pour augmenter la puissance du seuil Brillouin.

Dans un premier temps, nous compléterons le modèle analytique du FOPA à 2 pompes introduit au chapitre précédent. En effet, il est aussi nécessaire dans ce cas de prendre en compte l'apparition de bandes latérales à l'extérieur des deux pompes qui modifient

l'allure du spectre de gain. Nous étudierons ensuite l'impact de la modulation de phase des pompes sur le signal amplifié et l'idler. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous décrirons la réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique à deux pompes intégrant un modulateur de phase double développé en partenariat avec la société Photline Technologies.

2.2 Modèle analytique à six ondes

2.2.1 Théorie

Au chapitre précédent, nous avons considéré que l'amplificateur paramétrique à deux pompes est le lieu d'interaction d'un mélange à 4 ondes non dégénéré entre deux pompes de fréquences disjointes, un signal et un idler. Cependant, la configuration du FOPA à deux pompes fait aussi intervenir d'autres mécanismes de mélange à 4 ondes qui doivent être pris en compte. En particulier, lorsque le signal est proche d'une des deux pompes, deux autres bandes latérales sont créées en plus de l'onde idler et qui viennent perturber l'interaction paramétrique à deux pompes [88, 89, 49, 90]. Pour prendre en compte l'ensemble de ces phénomènes, il faut donc considérer l'interaction entre les 6 ondes représentées schématiquement sur la figure 2.1. Notons $E(t, x, y, z) = A(t, z)F(x, y) e^{-j(\omega_0 t - \beta_0 z)}$

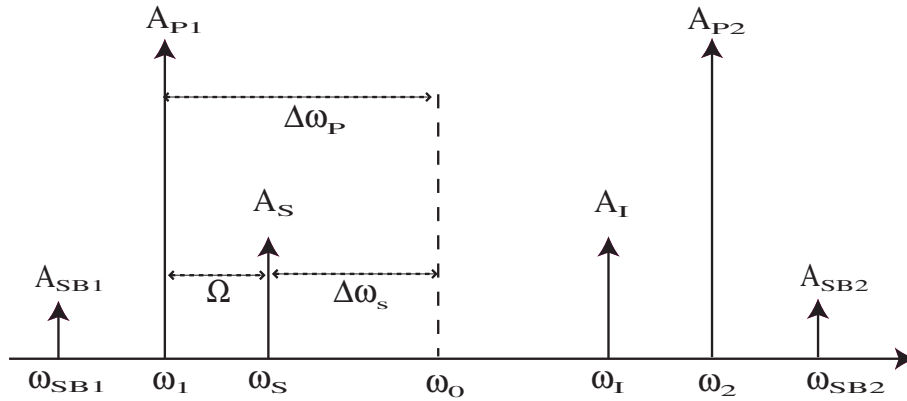


FIG. 2.1 – Modèle à six ondes de l'amplificateur paramétrique à deux pompes.

le champ total présent dans la fibre. $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ est la pulsation moyenne des deux pompes, et $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ la constante de propagation à cette même pulsation. Le champ transverse $F(x, y)$ est supposé indépendant de la fréquence des ondes en interaction. $A(t, z)$, qui sera noté A par simplicité, est l'enveloppe lentement variable du champ électrique. Il peut s'exprimer comme :

$$A = A_{P1} + A_{P2} + A_S + A_I + A_{SB1} + A_{SB2} \quad (2.1)$$

Las amplitudes des ondes A_m peuvent s'écrire en fonction de leurs transformées de Fourier $A(\omega_m, z)$:

$$A_m = A(\omega_m, z) e^{-j[(\omega_m - \omega_0)t - (\beta(\omega_m) - \beta_0)z]}$$

A vérifie l'équation non linéaire de Schrödinger. On peut donc écrire, en négligeant les pertes de la fibre :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = j \left\{ \sum_{k=2}^{\infty} j^k \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} + \gamma |A|^2 A \right\} \quad (2.2)$$

avec $\tau = t - z/v_g$ le temps exprimé dans un référentiel en translation à la vitesse de groupe de la pulsation ω_0 . β_k est le $k^{\text{ème}}$ ordre de dispersion, et γ le coefficient non linéaire. En injectant l'équation (2.1) dans l'équation (2.2), et en considérant toutes les amplitudes négligeables devant celles des pompes, on obtient les équations suivantes pour les pompes :

$$\frac{\partial A_{P_i}}{\partial z} = \sum_{k=2}^{\infty} j \frac{\beta_k}{k!} (\omega_i - \omega_0)^k A_{P_i} + j\gamma \left(|A_{P_i}|^2 + 2 |A_{P_{3-i}}|^2 \right) A_{P_i} \quad (2.3)$$

$(i = 1, 2)$

Nous avons aussi supposé que les harmoniques créées par mélange à quatre ondes entre les deux pompes à $2\omega_2 - \omega_1$ et $2\omega_1 - \omega_2$ ne sont pas accordées en phase et peuvent être négligées. Pour l'onde signal A_s , l'équation (2.2) permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_S}{\partial z} = j \left(\sum_{k=2}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} (\omega_S - \omega_0)^k + 2\gamma (|A_{P_1}|^2 + |A_{P_2}|^2) \right) A_S \\ + 2j\gamma A_{P_1} A_{P_2} A_I^* + 2j\gamma A_{P_1} A_{P_2}^* A_{SB2} \\ + 2j\gamma A_{P_1}^2 A_{SB1}^* \end{aligned} \quad (2.4)$$

De même, il est possible d'obtenir des équations similaires pour les ondes idler A_I , et les bandes latérales A_{SB1} and A_{SB2} . Nous introduisons le changement de variable suivant :

$$\begin{aligned} A'_i = A_i e^{-j \sum_{k=2}^{\infty} (-1)^k \frac{\beta_k}{k!} \Delta\omega_P^k z} \quad (i = P_1, S, SB1) \\ A'_i = A_i e^{-j \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} \Delta\omega_P^k z} \quad (i = P_2, I, SB2) \end{aligned} \quad (2.5)$$

avec $\Delta\omega_P = \omega_2 - \omega_0$, la moitié de l'écart spectral entre les deux pompes. L'équation (2.3) s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial A'_{P_i}}{\partial z} = j\gamma \left(|A'_{P_i}|^2 + 2 |A'_{P_{3-i}}|^2 \right) A'_{P_i} \quad (i = 1, 2) \quad (2.6)$$

En faisant l'approximation que la puissance de pompe reste constante le long de la fibre (approximation de non déplétion de la pompe), l'équation (2.6) possède une solution stationnaire :

$$A'_{P_i} = \sqrt{P_i} \exp(j\gamma (P_i + 2P_{3-i}) z) \quad (i = 1, 2) \quad (2.7)$$

P_i est la puissance de la pompe i ($i=1,2$) en entrée de la fibre. On injecte les équations (2.7) and (2.5) dans l'équation (2.4). On obtient alors pour le signal A'_S :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A'_S}{\partial z} &= \sum_{k=2}^{\infty} j \frac{\beta_k}{k!} (-1)^k [\Delta\omega_S^k - \Delta\omega_P^k] A'_S \\ &+ 2j\gamma(P_1 + P_2) A'_S \\ &+ 2j\gamma r A'_I e^{3j\gamma(P_1+P_2)z} + 2j\gamma r A'_{SB2} e^{j\gamma(P_2-P_1)z} \\ &+ 2j\gamma P_1 A'_{SB1} e^{2j\gamma(P_1+2P_2)z} \end{aligned} \quad (2.8)$$

avec $r = 2\gamma\sqrt{P_1P_2}$. $\Delta\omega_S = \omega_0 - \omega_S = \omega_I - \omega_0$ l'écart en pulsation entre le signal et le milieu des deux pompes. On a supposé ici : $\omega_1 < \omega_S < \omega_0$. De même, on peut obtenir des équations similaires pour A'_I , A'_{SB1} et A'_{SB2} . Afin d'éliminer la dépendance en z , nous effectuons le changement de variable suivant :

$$\begin{aligned} A''_i &= A'_i e^{-j\gamma(P_1+2P_2)z} \quad (i = S, SB1) \\ A''_i &= A'_i e^{-j\gamma(2P_1+P_2)z} \quad (i = I, SB2) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Nous obtenons alors un système de quatre équations, qui s'écrit sous forme matricielle :

$$\frac{\partial Y}{\partial z} = jMY \quad (2.10)$$

avec M et Y qui sont donnés par :

$$M = \begin{pmatrix} \alpha_1 & \gamma P_1 & r & r \\ -\gamma P_1 & -\alpha_2 & -r & -r \\ r & r & \alpha_3 & \gamma P_2 \\ -r & -r & -\gamma P_2 & -\alpha_4 \end{pmatrix}; Y = \begin{pmatrix} A''_{SB1} \\ A''_{S*} \\ A''_I \\ A''_{SB2*} \end{pmatrix}$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \sum_{k=2}^{\infty} (-1)^k \frac{\beta_k}{k!} [\Delta\omega_{SB}^k - \Delta\omega_P^k] + \gamma P_1 \\ \alpha_2 &= \sum_{k=2}^{\infty} (-1)^k \frac{\beta_k}{k!} [\Delta\omega_S^k - \Delta\omega_P^k] + \gamma P_1 \\ \alpha_3 &= \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} [\Delta\omega_S^k - \Delta\omega_P^k] + \gamma P_2 \\ \alpha_4 &= \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} [\Delta\omega_{SB}^k - \Delta\omega_P^k] + \gamma P_2 \\ \Delta\omega_{SB} &= 2\Delta\omega_P - \Delta\omega_S \end{aligned}$$

Le gain du signal en sortie du FOPA peut être extrait numériquement de cette matrice. En effet, pour un amplificateur insensible à la phase et de longueur L , lorsque $\omega_1 < \omega_S < \omega_0$,

les ondes en sortie du FOPA sont donnés par $Y = e^{jML} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, tandis qu'en interversant

signal et idler dans les équations précédentes, on obtient, lorsque $\omega_0 < \omega_S < \omega_2$, $Y = e^{jML} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$.

L'équation (2.10) est une combinaison de processus de mélange 4 ondes distincts [89, 49, 90, 3] : Tout d'abord, le processus de mélange à quatre ondes non dégénéré étudié au chapitre 1, dans lequel les deux photons pompes se combinent pour donner un photon signal. Ensuite, le processus d'instabilité de modulation ou d'amplification paramétrique à une pompe, dans lequel deux photons de la pompe $\hbar\omega_1$ donnent naissance à un photon signal $\hbar\omega_S$ et un photon symétrique au signal par rapport à la pompe $\hbar\omega_{SB1}$. Enfin, un processus de mélange à quatre ondes non dégénéré annihile un photon de la pompe $\hbar\omega_2$ et un photon signal $\hbar\omega_S$ pour créer un photon de pompe $\hbar\omega_1$ et un photon $\hbar\omega_{SB2}$. En positionnant judicieusement les pompes, il est possible de désaccorder en phase les deux premiers processus et de rendre ce dernier processus prédominant. Cette technique a été utilisée pour démontrer de la conversion de longueur d'onde « sans bruit » [91, 50].

2.2.2 Impact des bandes latérales sur le gain

Pour illustrer le modèle à 6 ondes, nous avons représenté sur la figure 2.2 le gain paramétrique calculé avec le modèle standard présenté au chapitre 1 (pointillés), et le gain paramétrique calculé avec le modèle à 6 ondes (trait continu). Les valeurs des coefficients

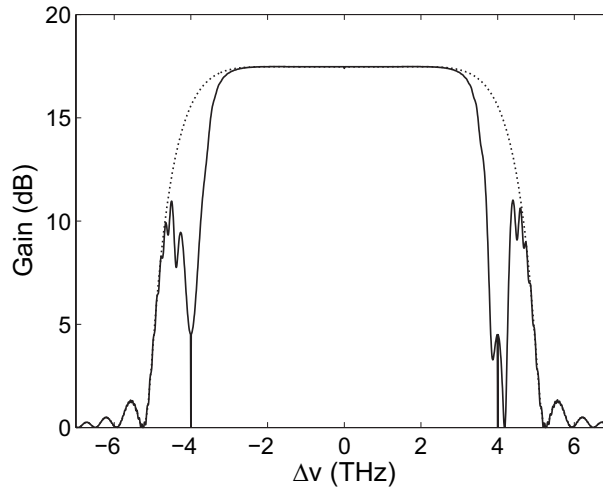


FIG. 2.2 – Spectre du gain paramétrique calculé pour un FOPA 2 pompes avec le modèle à 4 ondes (pointillés) et le modèle à 6 ondes (trait continu). Les paramètres du FOPA sont : $\gamma = 18\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\beta_2 = 0\text{s}^2.\text{m}^{-1}$, $\beta_3 = 1,2 \times 10^{-40}\text{s}^3.\text{m}^{-1}$, $\beta_4 = 2,85 \times 10^{-55}\text{s}^4.\text{m}^{-1}$, $\Delta\omega_P = 2\pi \times 4 \times 10^{12}\text{rad.s}^{-1}$, $P_1 = P_2 = 250\text{mW}$ et $L = 300\text{m}$.

sont ceux choisis au chapitre 1 pour obtenir un gain d'environ 18dB sur une bande de

7THz ($\simeq 56\text{nm}$ autour de 1550nm) avec une courbure de la GVD β_4 positive. Le modèle à 6 ondes montre un rétrécissement de la bande de gain. En effet, lorsque le signal est à proximité d'une des deux pompes, l'instabilité de modulation vient perturber le processus de mélange à 4 ondes non dégénéré, ce qui a pour conséquence un affaissement du gain proche des pompes et donc un rétrécissement de la bande de gain [89, 49, 3].

La figure 2.3(a) montre la bande de gain obtenue expérimentalement par Chavez Boggio et al. [34, 33]. Un gain de 35dB avec une déviation maximale de $\pm 1,5\text{dB}$ a ainsi été reporté sur une bande spectrale de 71nm. En utilisant les paramètres donnés par la référence, nous avons tracé la courbe théorique en utilisant le modèle à 4 ondes et le modèle à 6 ondes. Ces paramètres sont donnés dans la légende de la figure. On constate que la

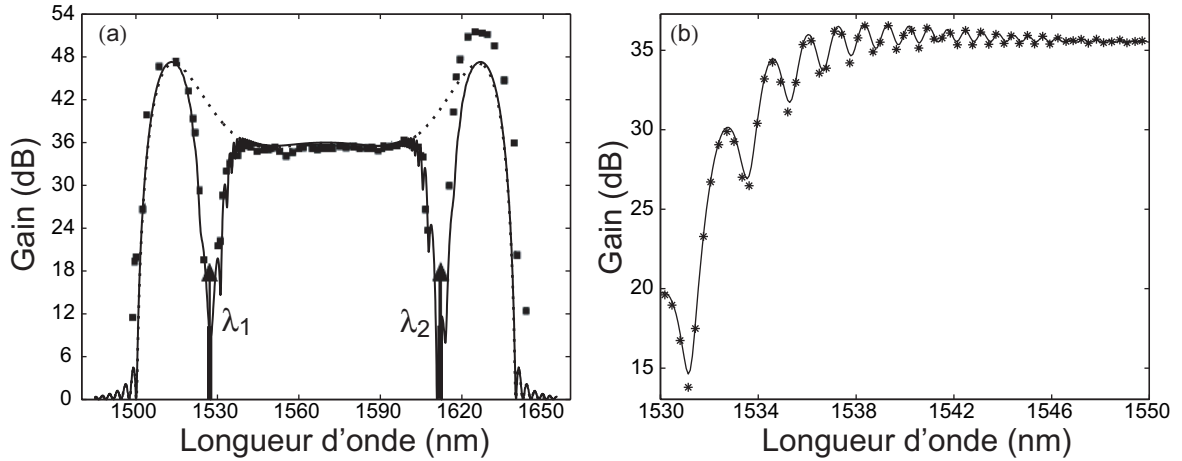


FIG. 2.3 – (a) Spectre du gain paramétrique calculé théoriquement pour le FOPA 2 pompes obtenu expérimentalement par Chavez Boggio et al. [34, 33], avec le modèle à 4 ondes (pointillés) et le modèle à 6 ondes (trait continu). Les données expérimentales sont représentées par les carrés. Les paramètres du FOPA sont : $\gamma = 8\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\beta_2 = 0\text{s}^2.\text{m}^{-1}$, $\beta_3 = 0,65 \times 10^{-40}\text{s}^3.\text{m}^{-1}$, $\beta_4 = -1.6 \times 10^{-55}\text{s}^4.\text{m}^{-1}$, $\lambda_1 = 1528,6\text{nm}$, $\lambda_2 = 1613,75\text{nm}$, $P_1 = 1,9\text{W}$, $P_2 = 1,3\text{W}$ et $L = 243\text{m}$. (b) Agrandissement sur l'un des bords de la bande spectrale de gain plat, en utilisant le modèle à six ondes (trait continu) et la simulation de Schrödinger (étoiles).

courbure de la GVD β_4 est ici négative. Les courbes théoriques montrent un bon accord avec l'expérience au milieu de la bande de gain. Proche des pompes, on constate que le modèle à quatre ondes n'est plus en accord avec l'expérience, tandis que le modèle à six ondes demeure en bon accord. L'augmentation de gain observé expérimentalement aux grandes longueurs d'ondes est attribuée à la présence de gain Raman. Ce modèle montre de plus des oscillations non périodiques du gain sur les bords du spectre de gain plat, comme le montre l'agrandissement représenté sur la figure 2.3(b). Pour vérifier l'apparition de ces oscillations, nous avons réalisé une simulation de l'équation de Schrödinger par la méthode de la transformée de Fourier discrète. Les résultats de simulation sont reportés par des astérisques sur cette même figure. On constate un très bon accord entre la simulation et l'analyse théorique avec le modèle à six ondes. Une mesure expérimentale avec une précision spectrale plus grande devrait permettre d'observer ces oscillations. Ces

oscillations ont une amplitude inférieure à 2,5dB sur la bande de gain plat. Elles résultent d'interférences entre les trois processus de mélanges à quatre ondes que nous avons décrits au paragraphe précédent.

Ainsi, l'apparition de ces bandes latérales a pour conséquence une réduction du gain autour des pompes, et peut aussi dans certains cas engendrer des oscillations du spectre de gain.

2.3 Impact de la modulation de phase

2.3.1 Nécessité de la modulation de phase

La rétrodiffusion Brillouin stimulée (SBS) limite la puissance que l'on peut transmettre dans une fibre. Comme le montre l'expression 1.13, cette puissance seuil décroît de manière inversement proportionnelle avec la longueur de fibre. En considérant la fibre parfaitement homogène et en négligeant tout effet de biréfringence, on peut chercher le gain paramétrique maximal que l'on pourrait espérer atteindre avec une pompe monochromatique, plus précisément une pompe dont la largeur spectrale est inférieure à $\Delta\nu_{FWHM}$. En effet, en injectant les expressions (1.13) et (1.17) dans l'équation 1.29 et en supposant un accord de phase parfait entre les ondes pompes, signal et idler ($\kappa = 0$), on a le gain maximum pouvant être obtenu en étant sous le seuil Brillouin qui s'écrit :

$$G_{max} = \cosh\left(2 * \frac{21}{g_B} \times \frac{2\pi n_2}{\lambda}\right)^2 \quad (2.11)$$

En prenant $g_B = 3 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$, $n_2 = 2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour une fibre silice à $1,55\mu\text{m}$, on en déduit $G_{max} = 0,09\text{dB}$! Il est donc essentiel en pratique de mettre en place des architectures de pompe permettant d'augmenter le seuil Brillouin. (Observons au passage que dans le cas d'un FOPA à une pompe de puissance équivalente $P_1 + P_2$, le gain maximum serait d'environ 0,02dB.)

Différentes méthodes existent pour augmenter le seuil Brillouin de la pompe. Elles consistent, soit à élargir le spectre du gain Brillouin (modification des propriétés opto-acoustique de la fibre optique) ou soit à élargir le spectre de la pompe. Cette dernière méthode est la plus couramment utilisée comme rappelé au chapitre 1. Outre son efficacité dans l'élargissement spectral d'une onde, elle permet de délivrer une puissance continue. Cette propriété est essentielle dans les télécommunications. En effet, la réponse Kerr de la silice étant quasi-instantanée, toute modulation d'amplitude ou de fréquence de la pompe entraîne une modulation directe du gain paramétrique. Cela est incompatible avec le caractère asynchrone des impulsions des signaux de télécommunications. De plus, en utilisant une modulation de phase binaire entre 0 et π , on limite les variations de l'accord de phase [54].

Il existe différents formats binaires de modulation. Ainsi, en modulant la phase à l'aide de plusieurs signaux sinusoïdaux de fréquences différentes, il est possible de répartir la puissance de la pompe FOPA sur un plus large spectre et éviter la rétrodiffusion Brillouin stimulée [81]. Pour les travaux présentés dans ce chapitre, on utilisera une séquence pseudo-aléatoires binaire (PRBS) pour moduler la phase des pompes. Cette technique combine l'avantage d'augmenter efficacement la puissance de seuil Brillouin grâce à un élargissement uniforme du spectre et d'une modulation binaire [31, 79]. De plus, sa mise en oeuvre est expérimentalement très simple comparé à l'utilisation d'une combinaison de générateurs sinusoïdaux. Dans le cas d'une modulation PRBS de la phase de fréquence f_{PM} , l'équation (1.13) peut s'approximer par $P_{seuil} = \frac{21A_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} * \left(1 + \frac{f_{PM}}{\Delta\nu_B}\right)$ [12]. Pour avoir plus de 15dB de gain paramétrique avec une fibre HNLF standard ($A_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}^2$, $\gamma = 10\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$) d'environ 500 mètres, il faut au minimum 250mW de puissance sur chaque pompe. Cela impose une fréquence de modulation supérieure à 1GHz.

2.3.2 Élargissement de l'idler

Nous restons dans le cas idéal où aucune variation de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre, ni aucune déplétion des pompes ne vient perturber l'accord de phase. Nous négligeons la différence de vitesse de groupe entre les ondes. Supposons que les pompes i ($i = 1, 2$) sont modulées en phase par la fonction $\phi_i(t)$. Pour un amplificateur insensible à la phase, la phase de l'idler est donnée par [92, 93] :

$$\Phi_I = \frac{\pi}{2} + \Phi_{P1} + \phi_1(t) + \Phi_{P2} + \phi_2(t) - \Phi_S - \Delta\beta_L z \quad (2.12)$$

Cette expression montre que, par rapport à une configuration sans modulation de phase, l'idler subit la somme de la modulation des phases des pompes. Ainsi, si les pompes sont modulées par une même phase, l'idler subira donc deux fois l'élargissement spectral d'une pompe [55, 54, 57]. On observe de plus qu'une condition nécessaire pour éviter cet élargissement est d'avoir $\phi_1(t) + \phi_2(t) = 0[2\pi]$. Pour cette raison, une modulation binaire 0 à π en phase des pompes permettrait d'éviter cet élargissement en utilisant un même modulateur de phase, comme cela a déjà été proposé dans le cas des FOPAs à une pompe [54]. Cependant, le temps de montée/descente des créneaux délivrés par les modulateurs étant fini, cette technique ne supprime par complètement l'élargissement de l'idler. Ainsi, lors du passage de la phase de l'état 0 à l'état π (ou vice-versa), chaque pompe subit en première approximation un « chirp linéaire » et sa pulsation se décale ainsi d'une quantité $\frac{\partial\phi_i}{\partial t}$. Rappelons que dans un amplificateur insensible à la phase, la relation de conservation d'énergie impose la fréquence de l'idler. D'une manière analogue à l'équation 2.3.2, l'idler est élargi d'une quantité $\frac{\partial\phi_1}{\partial t} + \frac{\partial\phi_2}{\partial t}$. La manière la plus directe d'éliminer l'élargissement spectral de l'idler est de moduler les pompes en opposition de phase. Les phases et leurs dérivées étant alors opposées, on supprime tout élargissement [55, 94, 56]. Ces considérations peuvent être observées avec une simulation numérique de l'équation de Schrödinger. Le FOPA considéré est celui de la figure 2.2. Le signal monochromatique est placé à 2THz du milieu des deux pompes et les pompes sont modulées à 3GHz par une séquence PRBS

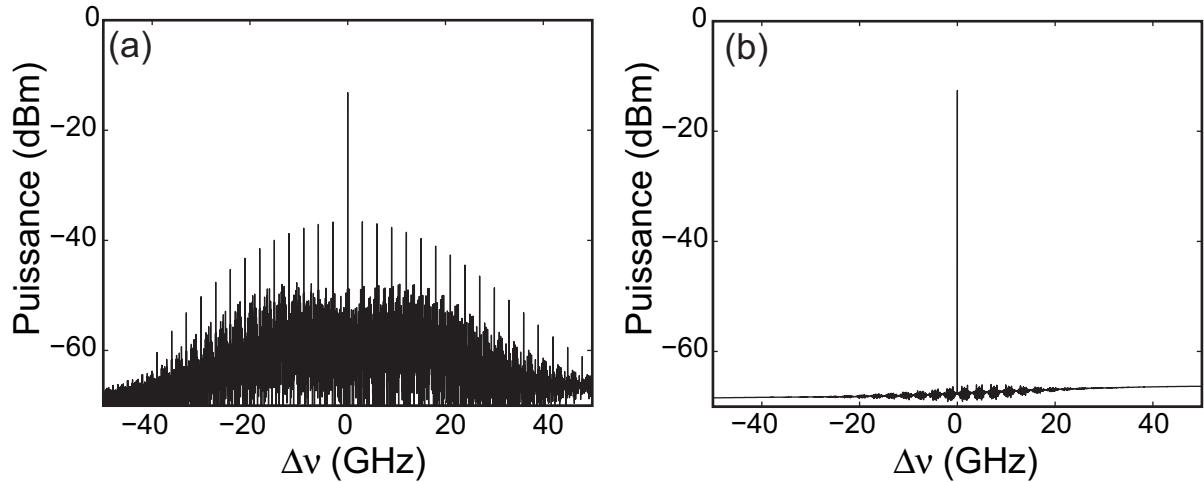


FIG. 2.4 – Spectres de l'idler lorsque les phases des pompes sont modulées par une séquence PRBS. (a) Modulation en phase des pompes. (b) Modulation en opposition de phase. $\Delta\nu$ est l'écart par rapport à la fréquence de l'idler.

délivrant des mots de $2^7 - 1$ bits. Les spectres de l'idler en sortie de la fibre sont représentés sur les figure 2.4(a) et (b). Le temps de montée/descente (20% – 80%) du modulateur est fixé à 25ps. On observe sur la figure 2.4(a) un élargissement de l'idler dans le cas où les pompes sont modulées en phase, tandis qu'on constate sur la figure 2.4(b) que cet élargissement est annulé lorsque les pompes sont modulées en opposition de phase.

2.3.3 Fluctuations du gain paramétrique

Le paragraphe précédent a montré que la modulation de phase induit essentiellement un élargissement de l'idler qu'il est possible de compenser dans un FOPA à deux pompes en modulant les pompes en opposition de phase. Dans ce paragraphe, nous étudions de manière analytique puis numérique les conséquences de la modulation de phase sur le signal. Un nombre important d'études a été mené ces dernières années. L'impact de la modulation de la phase sur le gain paramétrique a déjà été mis en évidence théoriquement dans le cas des FOPAs une pompe par les travaux de Mussot et al. [58], puis observé expérimentalement [59]. L'impact de la modulation de phase sur la variation du gain a aussi fait l'objet de recherches dans le cas des FOPAs à deux pompes [61, 63, 65, 62]. De récentes études tendent à montrer qu'il existe bien un impact sur la valeur du gain, mais que l'effet serait négligeable sur la mesure du taux d'erreur binaire (BER) [64]. Dans un premier temps, nous prendrons en compte la modulation de phase dans la formule analytique du gain, ce qui nous permettra de montrer comment la modulation de phase influe sur le gain paramétrique. Nos résultats seront étayés par des simulations numériques de l'équation de Schrödinger non linéaire.

2.3.3.1 Développement analytique

Supposons à nouveau que chaque pompe est modulée en phase, à la côte z , par une fonction $\phi_i(\tau)$. Dans le cas d'une modulation PRBS, on peut considérer que le passage de 0 à π (montée) ou de π à 0 (descente) s'effectue de façon monotone (exemple d'un signal créneau). La pulsation de la pompe subit un décalage fréquentiel (ou « chirp ») qu'on peut approximer par $\phi_{i,\tau} = \frac{\partial \varphi_i(\tau)}{\partial \tau}$. En reprenant les notations du schéma de la figure 2.1, on en déduit par la loi de conservation de l'énergie, que les pulsations de l'idler et des bandes latérales se retrouvent décalées de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\omega'_1 &= \omega_1 + \varphi_{1,\tau} \omega'_2 = \omega_2 + \varphi_{2,\tau} \omega'_I = \omega_I + \varphi_{1,\tau} + \varphi_{2,\tau} \\ \omega'_{SB1} &= \omega_{SB1} + 2\varphi_{1,\tau} \\ \omega'_{SB2} &= \omega_{SB2} + \varphi_{2,\tau} - \varphi_{1,\tau}\end{aligned}\quad (2.13)$$

En utilisant ces nouvelles pulsations dans les équations (2.6),(2.7) et (2.8), on obtient de nouvelles équations couplées :

$$\left\{ \begin{aligned} -j \frac{\partial A''_{SB1}}{\partial z} &= \sum_{k=2}^4 (-1)^k \frac{\beta_k}{k!} \left[(\Delta\omega_{SB} - 2\varphi_{1,\tau})^k - (\Delta\omega_P - \varphi_{1,\tau})^k \right] A''_{SB1} + \gamma P_1 (A''_{SB1} + A''_S^*) \\ &\quad + r (A''_I + A''_{SB2}) \\ -j \frac{\partial A''_S}{\partial z} &= \sum_{k=2}^4 (-1)^k \frac{\beta_k}{k!} \left[\Delta\omega_S^k - (\Delta\omega_P - \varphi_{1,\tau})^k \right] A''_S + \gamma P_1 (A''_{SB1} + A''_S^*) + r (A''_I^* + A''_{SB2}) \\ -j \frac{\partial A''_I}{\partial z} &= \sum_{k=2}^4 \frac{\beta_k}{k!} \left[(\Delta\omega_S + \varphi_{1,\tau} + \varphi_{2,\tau})^k - (\Delta\omega_P + \varphi_{2,\tau})^k \right] A''_I + \gamma P_2 (A''_I + A''_{SB2}) \\ &\quad + r (A''_{SB1} + A''_S^*) \\ -j \frac{\partial A''_{SB2}}{\partial z} &= \sum_{k=2}^4 \frac{\beta_k}{k!} \left[(\Delta\omega_{SB} + \varphi_{2,\tau} - \varphi_{1,\tau})^k - (\Delta\omega_P + \varphi_{2,\tau})^k \right] A''_{SB2} + \gamma P_2 (A''_I^* + A''_{SB2}) \\ &\quad + r (A''_{SB1}^* + A''_S) \end{aligned} \right. \quad (2.14)$$

Cette équation se résout numériquement de la même manière que l'équation (2.10) du paragraphe 2.2.1.

En considérant le modèle à 4 ondes avec les deux pompes, le signal et l'idler, il est possible d'obtenir une formule analytique plus explicite de l'impact de la modulation de phase. Dans ce cas, les équations deviennent :

$$\left\{ \begin{aligned} -j \frac{\partial A''_S}{\partial z} &= \left(\sum_{k=2}^4 (-1)^k \frac{\beta_k}{k!} \left[\Delta\omega_S^k - (\Delta\omega_P - \varphi_{1,\tau})^k \right] + \gamma P_1 \right) A''_S + r A''_I^* \\ -j \frac{\partial A''_I}{\partial z} &= \left(\sum_{k=2}^4 \frac{\beta_k}{k!} \left[(\Delta\omega_S + \varphi_{1,\tau} + \varphi_{2,\tau})^k - (\Delta\omega_P + \varphi_{2,\tau})^k \right] + \gamma P_2 \right) A''_I + r A''_S^* \end{aligned} \right. \quad (2.15)$$

On en déduit alors le gain linéïque :

$$g = \sqrt{4\gamma^2 P_1 P_2 - \left(\frac{\kappa + \delta\kappa}{2}\right)^2} \quad (2.16)$$

Ces expressions sont valables tant que l'influence des bandes latérales peut être négligée, c'est à dire tant que le signal n'est pas situé trop proche de l'une de deux pompes. L'expression (2.16) montre alors qu'un déphasage supplémentaire $\delta\kappa$ vient s'ajouter au désaccord de phase nominal κ (Eq. (1.31)). Lorsque $|\varphi_{i,\tau}| \ll (\Delta\omega_P - \Delta\omega_S)$, ce qui est le cas dans la pratique pour des signaux éloignés de plus de 100GHz des pompes, on observe que les termes du déphasage supplémentaire dépendant de β_2 et β_4 peuvent être négligés. $\delta\kappa$ s'écrit alors :

$$\delta\kappa = \frac{\beta_3}{2} (\Delta\omega_S^2 - \Delta\omega_P^2) (\varphi_{1,\tau} + \varphi_{2,\tau}) \quad (2.17)$$

Comparé à l'expression classique du gain linéïque (équation (1.25)), les équations (2.16) et (2.17) montrent que le gain paramétrique dépend désormais de la pente de dispersion β_3 et de la somme des dérivées temporelles des phases. Par ailleurs, on peut déduire de l'équation (2.17) que lorsque les phases sont en opposition, c'est à dire que $\varphi_{1,\tau} = -\varphi_{2,\tau}$, $\delta\kappa \approx 0$ et l'impact de la modulation de phase est quasiment supprimé.

Afin d'illustrer les résultats analytiques, nous avons étudié et comparé deux configurations d'amplificateurs paramétriques à deux pompes. Il s'agit des configurations présentées au paragraphe 1.2.2 du chapitre 1. La fibre est une HNLF de 300 mètres de longueur, avec les coefficients de dispersion $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40} s^3 m^{-1}$, $\beta_4 = 2.85 \cdot 10^{-55} s^4 m^{-1}$ et le coefficient de non-linéarité $\gamma = 18 W^{-1} km^{-1}$. Pour la première configuration, la fréquence centrale des pompes est placée au ZDW de la fibre, ce qui nous permet d'atteindre un gain plat sur une bande spectrale d'environ 45 nm (5.6 THz). Le second FOPA à deux pompes a été optimisé à l'aide des polynômes de Chebyshev [28]. Ce FOPA présente un gain plat sur une plage de longueurs d'ondes de 74 nm (9.2 THz). Les oscillations du gain sont inférieures à 0,2 dB sur cette plage. La valeur de β_3 choisie est grande comparée à celle d'une HNLF standard dans le but de mettre en évidence l'impact de la modulation de phase sur les distortions du gain qui, comme le montre l'équation (2.16), est d'autant plus grand que la pente de dispersion est grande. Cette valeur est cependant standard pour les fibres à dispersion décalée (DSFs). Ces dernières nécessitent plus de longueur pour atteindre le même gain, mais ont montré une meilleure performance pour limiter la diaphotie (« cross-talk ») entre les canaux [95]. Les deux pompes sont modulées en phase par une séquence binaire de 0 à π PRBS, avec une fréquence de modulation de 3-GHz et un temps de montée/descente (20%-80%) de 25-ps. La figure 2.5(a) montre un créneau « bit » de la séquence de modulation de la phase (trait continu) et sa dérivée (trait tirets). Pour les deux configurations de FOPA étudiées, les figures 2.5(b) et (c) montrent comment l'impact de la modulation des phases des pompes influe instantanément sur le gain paramétrique, pour un signal situé à $\Delta\nu_s = 0.5$ THz. Les résultats obtenus sont les mêmes avec le modèle à 4 ondes ou le modèle à 6 ondes. Les courbes tirets montrent le cas où les pompes sont modulés en phase ($\varphi_1 = \varphi_2$). Nous observons dans ce cas que la modulation de phase des pompes entraîne de fortes distortions du gain lors du front montant et descendant de la phase. En particulier, la deuxième configuration de FOPA (2.5(c)) montre

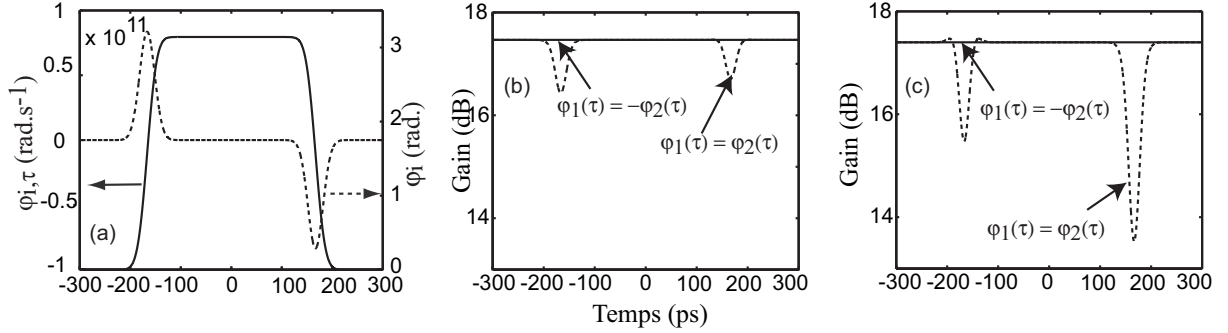


FIG. 2.5 – (a) Phase d’une onde pompe sur un temps bit (trait continu, échelle de droite) et sa dérivée temporelle associée (tirets, échelle de gauche). (b), (c) Evolution temporelle du gain paramétrique d’un signal continu situé à $\Delta\nu_S=0.5$ THz pour les deux FOPAs étudiés (tirets : $\varphi_1 = \varphi_2$), (traits continus : $\varphi_1 = -\varphi_2$).

une chute du gain paramétrique de plus de 3dB lors d’un front descendant de la phase. À l’inverse, lorsque les phases de pompes sont opposées ($\varphi_1 = -\varphi_2$), les courbes continues des figures 2.5(b) et (c) montrent qu’il n’y a plus de distortions.

Pour étudier l’impact de la modulation de phase sur toute la bande d’amplification, nous avons choisi deux valeurs extrêmes de la dérivée de la phase $\varphi_{1,\tau} = \pm 1.10^{11}$ rad.s⁻¹. Nous avons ensuite tracé sur les figures 2.6(a-b), pour ces deux valeurs, les spectres des gains paramétriques instantanées des deux FOPAs à deux pompes, lorsque les pompes sont modulées en phase (traits pointillés et tirets) ou en opposition de phase (trait continu). Ces courbes proviennent directement des équations (1.26) et (2.16) du modèle tronqué à 4 ondes. Nous avons aussi tracé sur les figures. 2.6(c-d) les bandes de gains paramétriques instantanées à l’aide du modèle à 6 ondes et l’équation (2.14)). La comparaison entre les figures 2.6(a-b) et les figures. 2.6(c-d) montre la limite de validité du modèle à 4 ondes et des formules analytiques qui en sont dérivés (Eq. (2.15),(2.16) et (2.17)). Comme attendu [89], nous observons que le gain chute de façon significative au voisinage des pompes, du fait des bandes latérales A_{SB1} et A_{SB2} qui viennent perturber l’accord de phase du mélange à 4 ondes non dégénéré. Le modèle standard reste donc valable tant que la fréquence du signal n’est pas proche de la fréquence de l’une des deux pompes. Plus précisément, nous avons observé que les résultats issus des deux modèles sont en bon accord sur toute la bande de gain plat du spectre. Toutes les figures 2.6(a-d) montrent une nette détérioration du spectre de gain lorsque les pompes sont modulées en phase et subissent un même décalage de fréquence. La platitude du gain n’est plus conservée, puisque ce décalage de fréquence modifie l’accord de phase via le terme $\delta\kappa$. L’équation (2.17) montre de plus, pour les signaux situés sur la bande de gain plat, que $\delta\kappa$ dépend de l’écart en fréquence entre le signal et la pompe la plus proche ($\Delta\omega_S^2 - \Delta\omega_P^2$). Ainsi, la distortion du gain sera d’autant plus grande que le signal est situé au centre des deux pompes, comme le montre les figures 2.6(a-d). Il est intéressant de noter que le gain paramétrique est toujours diminué durant un front de phase montant ou descendant. En effet, l’intérêt de ces configurations à deux pompes réside dans le fait qu’il soit possible d’avoir un accord de phase quasi-parfait sur une large bande de fréquences. Sur cette bande spectrale de

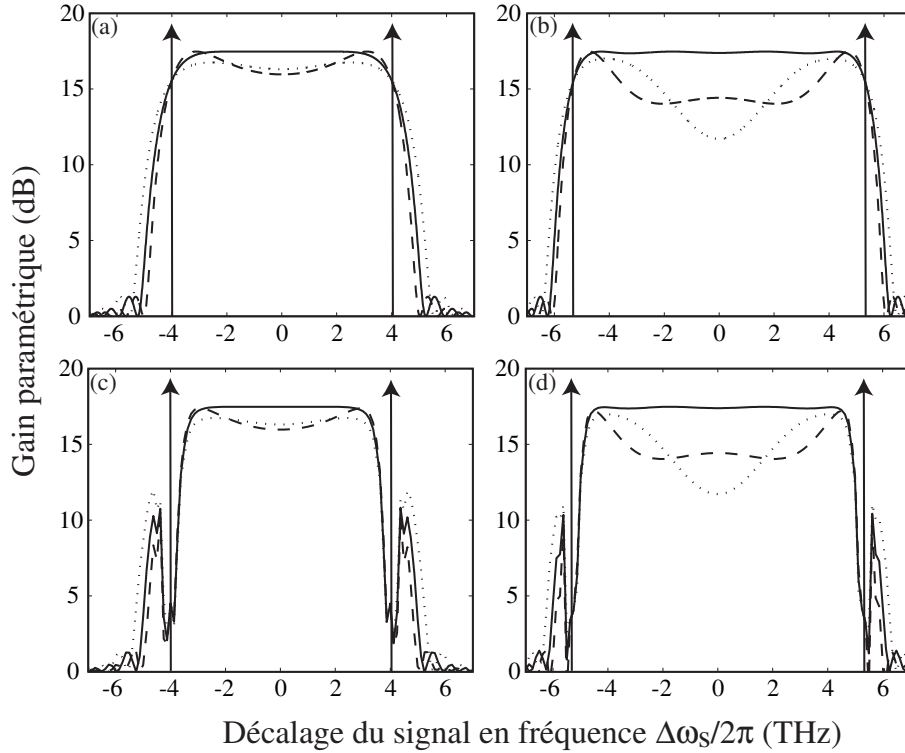


FIG. 2.6 – Spectre du gain paramétrique des deux FOPAs lorsque les pompes subissent un « chirp » durant le temps de montée (tirets) ou le temps de descente (trait pointillé) de la modulation de phase, lorsque $\varphi_1 = \varphi_2$ et lorsque $\varphi_1 = -\varphi_2$ (trait continu), en utilisant le modèle à 4 ondes (a,b) et celui à 6 ondes (c,d).

gain plat, la modulation de phase aura donc plutôt tendance à toujours désaccorder en phase les ondes intervenant dans le processus de mélange à 4 ondes, contrairement au cas des FOPAs à une pompe dégénérée où, hors du régime exponentiel, le chirp sur la pompe pouvait induire une augmentation du gain [58, 31]. Enfin, lorsque les pompes sont modulées en opposition de phase, en comparant les figures 2.6(c) et (d) avec les spectres en trait continu des figures 2.2(a) et (b), nous constatons que les distortions du spectre de gain paramétrique sont supprimées.

2.3.3.2 Simulations numériques

Pour valider les résultats précédents, nous avons réalisé une série de simulations numériques des FOPAs à deux pompes précédemment étudiés en intégrant l'équation de Schrödinger non linéaire (Eq. (2.2)). Nous avons ainsi simulé l'amplification paramétrique de signaux modulés en intensité au format de non retour à zéro (NRZ). Le débit choisi est $R = 10$ GBit/s. Nous avons choisi le même format PRBS à 3GHz pour la modulation des phases des pompes et un temps de montée/descente de 25 ps. Le signal en entrée est situé à $\Delta\nu_s = 0,5$ THz de la fréquence centrale des deux pompes $\omega_C/2\pi$ et la puissance

des bits « 1 » est de $2\mu W$. Pour le filtrage optique du signal, nous avons utilisé un filtre de Fabry-Pérot d'une bande passante égale à $4R$. Nous avons aussi modélisé un détecteur quadratique électronique réaliste, de façon similaire aux travaux antérieurs de notre équipe [31, 58], à l'aide d'un filtre Butterworth du second ordre, et de bande passante $0.8R$ [96]. Les figures 2.7(a) et (b) montrent le signal NRZ amplifié à la sortie des FOPAs lorsque les pompes sont modulées en phase. Nous avons aussi tracé la phase de chacune des deux pompes en traits tiret et pointillé sur ces mêmes figures. On observe que le

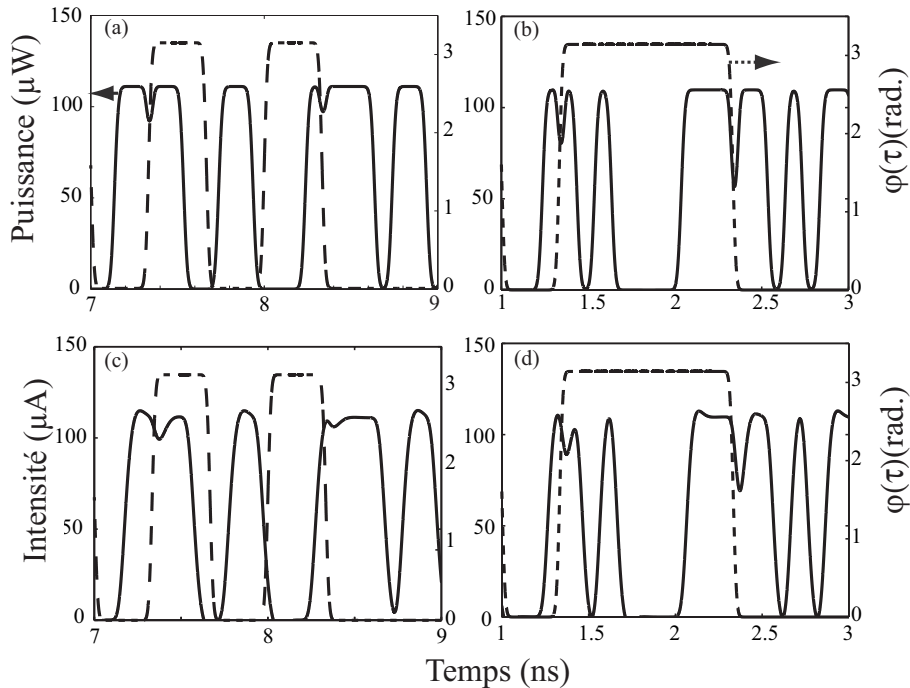


FIG. 2.7 – Allures (a,b) optiques et (c,d) électriques du signal modulé par une séquence NRZ à 10GHz en sortie des FOPAs lorsque les pompes sont modulées en phase. Les phases sont représentées par les traits discontinus.

signal subit des distortions à chaque variation de la phase. Ces distortions sont liées aux distortions du gain paramétrique induites par la modulation de phase. On remarque un bon accord avec les résultats analytiques du paragraphe 2.3.3.1. Ainsi, pour le premier FOPA (figure 2.7(a)), le gain subit une diminution de 17% (0.8dB) et 12,5 % (0,6dB) sur un front montant et descendant de la phase, respectivement, en accord avec la diminution de 1dB et 0,8dB observé sur la figure 2.5. La légère différence observée peut être attribuée à la différence de vitesse de groupe, qui n'est pas prise en compte dans les calculs analytiques. En effet, celle-ci entraîne un décalage entre les différents trains d'ondes des pompes, signal et idler.

Les figures 2.7(c) et (d) montrent l'allure temporelle du signal électrique obtenu derrière le détecteur. On observe une diminution des distortions du signal NRZ due au filtrage par le détecteur. Ces distortions rapides sont assez difficiles à observer directement expérimentalement à l'aide d'un oscilloscope. Cependant, on peut les étudier par une mesure

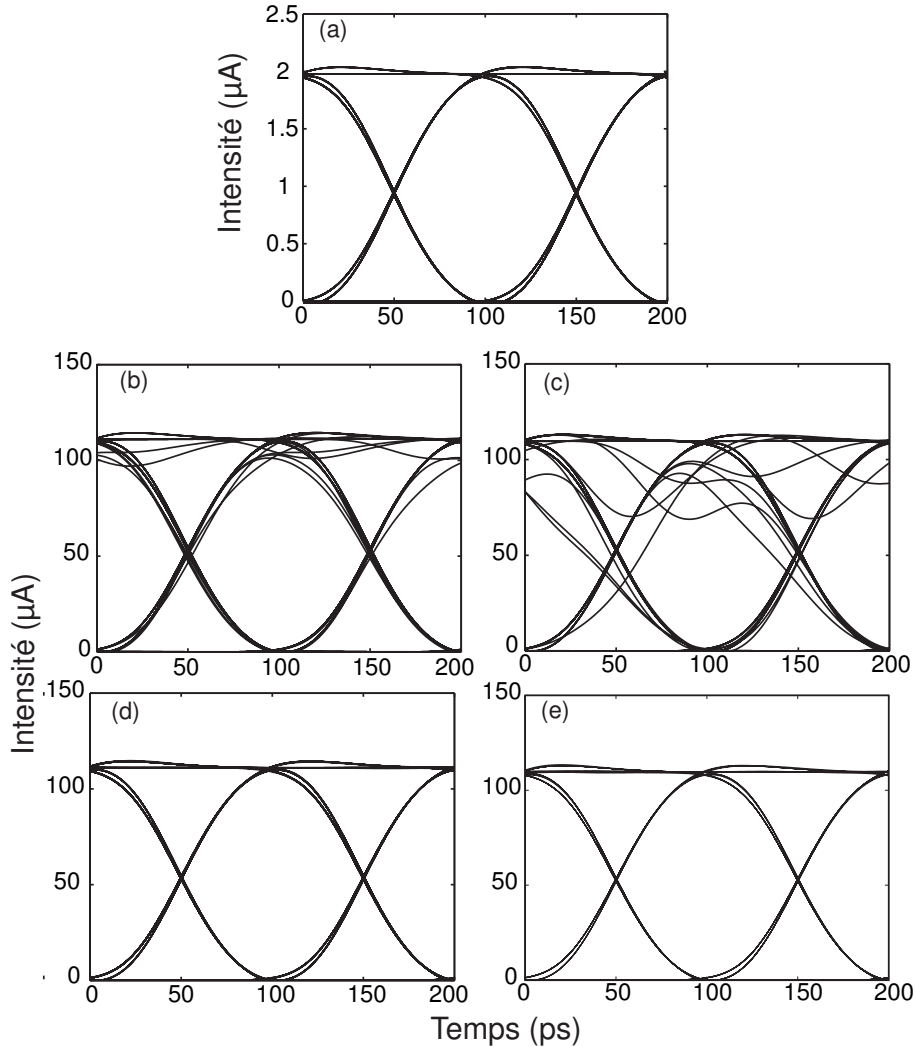


FIG. 2.8 – Diagrammes de l’œil électrique du signal en entrée (a) et en sortie d’un FOPA deux pompes lorsque les pompes sont modulées en phase (b,c) ou en opposition de phase (d,e)

du taux d’erreurs binaire (BER) ou du facteur de qualité [59, 61]. Pour cette raison, nous avons aussi tracé, sur les figures 2.8(a-e) les diagrammes de l’œil électriques du signal en entrée et en sortie des différentes configurations d’amplificateurs étudiés. On constate en particulier sur les figures 2.8(b) et (c) que la distortion induite par la modulation des phases des pompes provoque la fermeture des diagrammes de l’œil, en particulier celui du FOPA dont la bande de gain plate a été maximisée. Lorsque les deux pompes sont modulées en opposition de phase, la figure 2.9, qui montre l’allure temporelle optique et électrique du signal NRZ montre que les distortions sont pratiquement supprimées, là encore en accord avec les formules (2.16) et (2.17). Les figures 2.8(d) et (e) montrent des diagrammes de l’œil ouverts très semblables à celui du signal d’entrée (figure 2.8(a)). Les distortions résiduelles observées sur les figures 2.9 peuvent, dans ce cas aussi, trouver leurs origines dans la différence de vitesse de groupe. Cependant, elles peuvent aussi être attri-

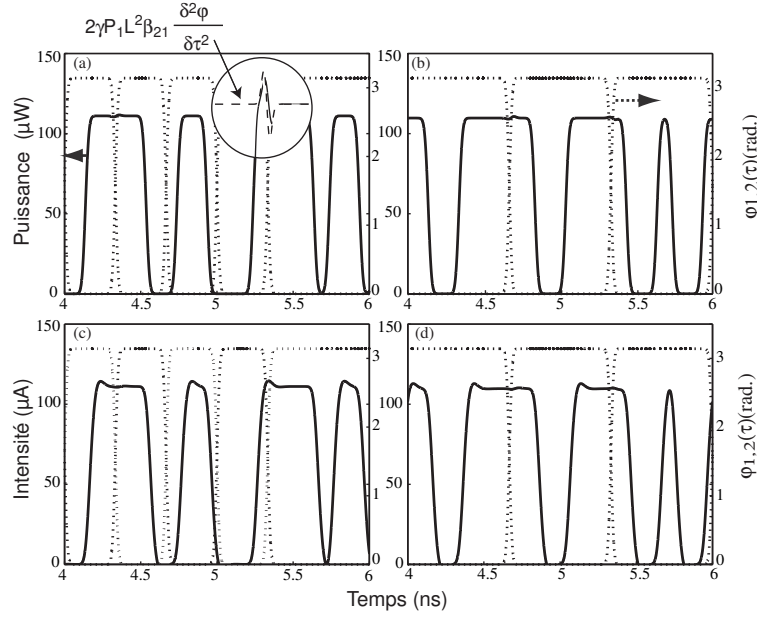


FIG. 2.9 – Allures temporelles (a,b) optiques et (c,d) électriques du signal NRZ à 10GHz lorsque les pompes sont modulées en opposition de phase. Les phases des pompes sont représentées par les traits discontinus.

buées à la conversion de la modulation de phase des pompes en modulation d'amplitude des pompes lors de leur propagation [63].

2.3.3.3 Conversion de la modulation de phase en modulation d'amplitude

Lors de la propagation d'une onde de forte intensité continue, non dépletée et modulée en phase, la dispersion β_{2i} de la pompe i induit une modulation d'intensité qu'on peut écrire [63] :

$$P_i(z, \tau) = P_i(0) \left(1 + \beta_{2i} \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial \tau^2} z \right) \quad (2.18)$$

Cette modulation d'intensité des ondes pompes va induire directement une modulation du gain paramétrique sur le signal (conversion PM-AM). La figure 2.10(a-d) montre l'évolution temporelle de la puissance des pompes en sortie du FOPA (P_1, P_2 , traits continus) et leurs phases respectives (φ_1, φ_2 , tirets) pour la première configuration de FOPA étudiée, lorsque les pompes sont en opposition de phase. A chaque saut de phase, on observe une légère ($< 0,5\%$) modulation de la puissance des pompes proportionnelle à la dérivée seconde de la phase. Lorsque les pompes sont centrées proches du ZDW de la pompe, leurs dispersions sont alors de signes opposées et l'impact sur le gain paramétrique ne se compense pas, contrairement à l'impact des chirps. En négligeant les différences de vitesse de groupe entre les ondes, le gain paramétrique se calcule en intégrant toutes les modulations d'intensité des pompes au cours de la propagation. Pour de grands gains, on

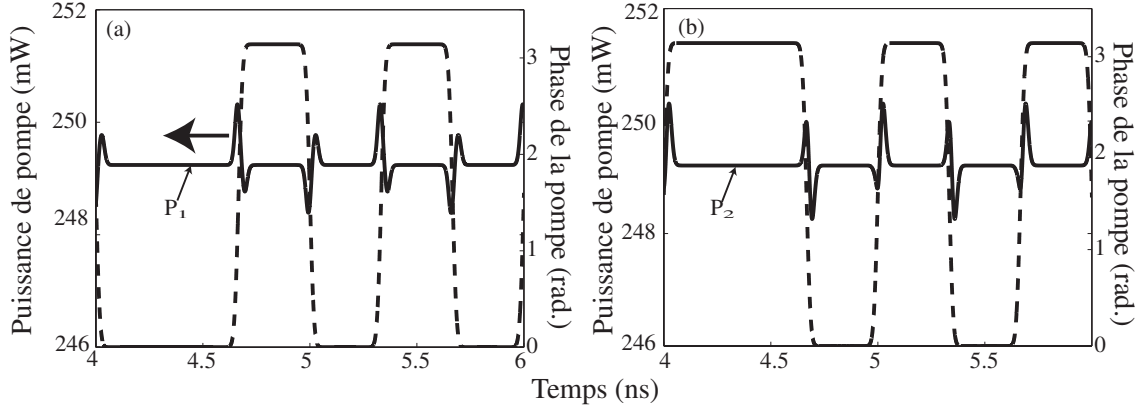


FIG. 2.10 – Puissance des pompes (P_1, P_2 , trait continu) et leurs phases respectives (φ_1, φ_2 , tirets) en sortie du FOPA (paramètres du premier FOPA étudié).

aura donc en régime exponentiel de gain :

$$G \simeq \frac{(\exp(4\gamma \int_0^L \sqrt{P_1(z, \tau) P_2(z, \tau)} dz))}{4} \quad (2.19)$$

Lorsque les pompes sont modulées en opposition de phase et centrées sur le ZDW de la fibre, le gain paramétrique peut s'approximer au premier ordre :

$$G \simeq \frac{\exp(4\gamma P_1(0)L)}{4} \left(1 + 2\gamma P_1 L^2 \beta_{21} \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial \tau^2} \right) \quad (2.20)$$

En reprenant les paramètres des amplificateurs étudiés, on en déduit une distortion du gain inférieure à 1%, qui correspond aux distortions observées sur la figure 2.9 (voir l'insert). L'expression (2.20) montre cependant que ces distortions peuvent être gênantes lorsque la longueur ou le coefficient non linéaire de la fibre augmente, ou bien pour un plus grand écart spectral entre les deux pompes [63]. Notons cependant que si l'on prend en compte la différence de vitesse de groupe entre le signal et l'une des pompes, l'impact de la conversion AM-PM diminue puisque les phases des pompes ne sont plus synchronisées à la longueur d'onde du signal. Cependant, la distortion du gain étudiée au paragraphe précédent s'en trouve aussi moins compensée.

2.3.3.4 Impact de la variation du zéro de dispersion

Lors du processus de fabrication des fibres optiques, les propriétés opto-géométriques subissent inévitablement des fluctuations longitudinales, qui induisent des variations plus ou moins importante de la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW). L'implication directe pour les FOPAs est une variation des conditions d'accord de phase qui provoque une réduction du gain paramétrique ainsi que de la bande de gain [97, 98, 99, 100]. Dans certains cas, il a été montré que ces variations du ZDW peuvent réduire l'impact des distortions causées par la modulation des phases des pompes [61]. Pour étudier l'impact

de ces fluctuations, nous avons réalisé une simulation de l'équation non linéaire de Schrödinger (Eq. (2.2)) de la première configuration de FOPA à deux pompes, en prenant en compte des variations longitudinales de β_2 . Le profil longitudinal de la dispersion est représenté sur la figure 2.11(a). Ce profil correspond à trois cents mètres d'une fibre HNLf classique dont les variations longitudinales avaient été mesurées par une méthode de cartographie développée au laboratoire [29]. La figure 2.11(b) montre le spectre du gain obtenu

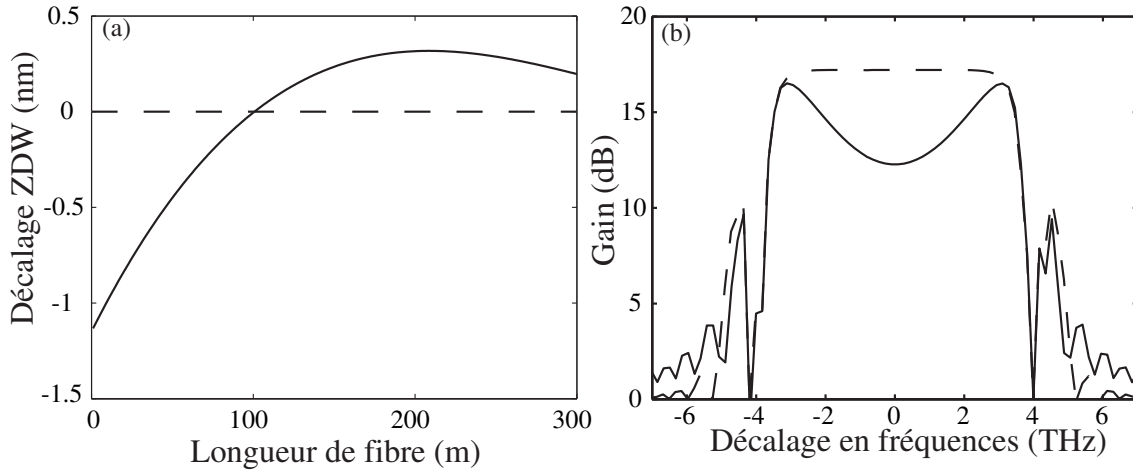


FIG. 2.11 – (a) Profil des fluctuations longitudinales du zéro de dispersion (ZDW) (trait continu) et ZDW moyenne (trait tirets). (b) Spectre du gain paramétrique du FOPA à deux pompes en incluant les variations de ZDW (trait continu) et sans variations du ZDW (tirets).

par simulation de l'équation de Schrödinger non linéaire. On constate une chute du gain au milieu des deux pompes et la platitude du gain est perdue. En effet, dans la partie précédente, les paramètres ont été optimisés pour que l'accord de phase soit réalisé sur une fenêtre de longueur d'onde large. Les variations de ZDW entraînent nécessairement des désaccords de phase sur la longueur du FOPA, d'où une réduction du gain paramétrique.

Les figures 2.12 montrent les allures temporelles optiques et les diagrammes de l'œil d'un signal NRZ, toujours situé à $\Delta\omega_S = 0.5$ THz, amplifié en sortie du FOPA dont la dispersion fluctue le long de la fibre. Sur la figure 2.12(a), où les pompes sont modulées en phase, on constate que le signal subit de fortes distortions du gain.

Contrairement au cas précédent, le signal peut aussi subir des augmentations brusques du gain paramétrique. En effet, dans la section 2.3.3.2, l'accord de phase était optimisé tout le long de la fibre. En conséquence, la modulation de phase ne pouvait entraîner qu'une détérioration de cet accord, et par conséquent du gain paramétrique. Dans le cas présent, l'accord de phase n'est plus optimisé le long de la fibre. Une perturbation de celle-ci peut donc améliorer l'accord de phase entre les ondes, et provoquer un pic de gain. Le signal subit ainsi des distortions relatives plus grandes que sur la figure 2.9(a) où le ZDW ne variait pas. On peut vérifier cette dégradation sur la figure 2.12(c) qui montre un diagramme de l'œil plus fermé que celui de la figure 2.10(a). Lorsque les pompes sont

modulées en opposition de phase, l'allure temporelle et le diagramme de l'œil, représentés sur les figures 2.12(b) et (d), montrent une disparition des distortions du gain.

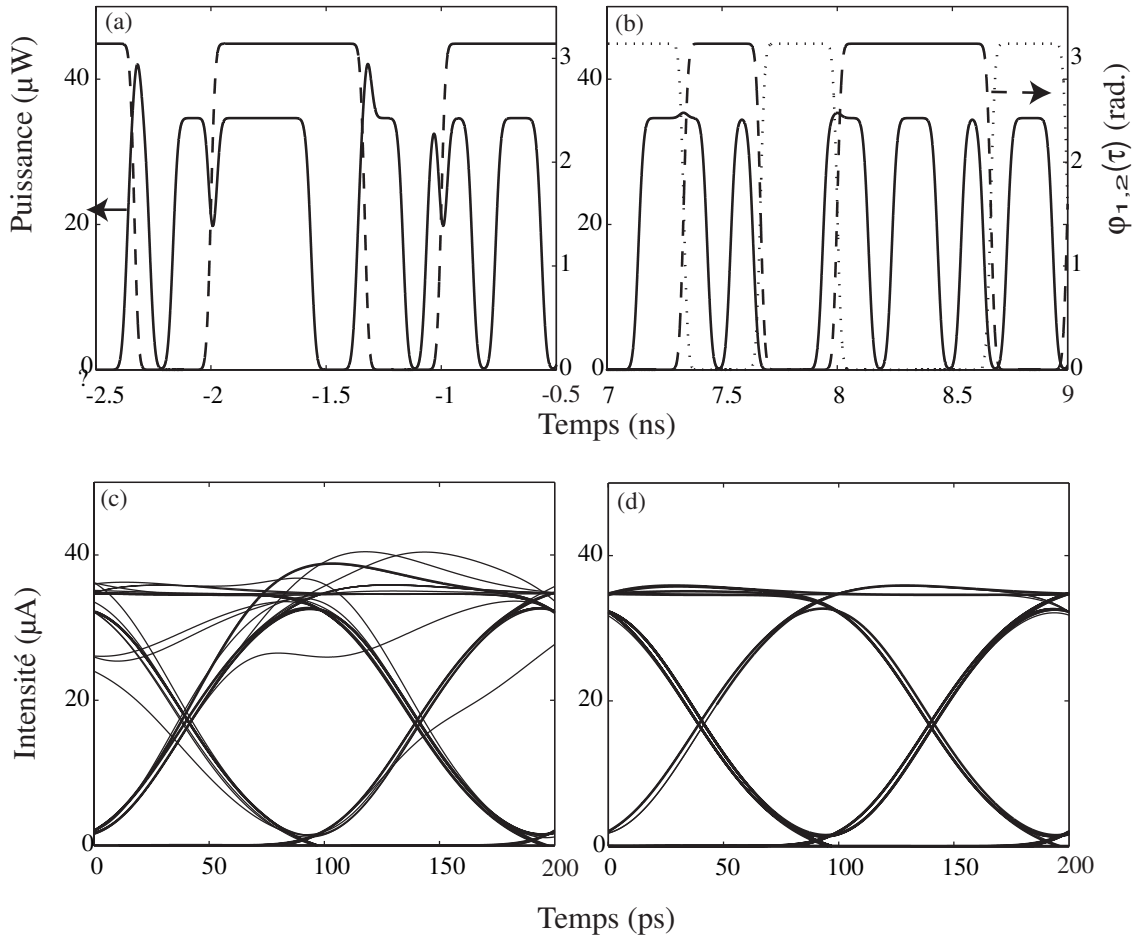


FIG. 2.12 – Allure temporelle optique et diagramme de l'œil électrique d'un signal NRZ en sortie du FOPA dont la dispersion fluctue le long de la fibre, lorsque les deux sont modulées (a,c) en phase, ou (b,d) en opposition de phase. Les phases sont représentées sur les figures (a,b) par les traits discontinus.

Ces conclusions se comprennent facilement en partant de l'équation (2.16). En effet, on observe que les distortions dépendent en priorité de l'écart spectral entre les pompes, de la pente de dispersion β_3 et de la somme des chirps des pompes. Lorsque les pompes sont modulées en opposition de phase, les distortions induites par chacune des pompes restent compensées quelle que soit la valeur de β_2 . Lorsque les pompes sont modulées en phase, les distortions du gain demeurent importantes : Le gain paramétrique est modifié instantanément quand la phase des ondes varie, tandis qu'il n'est susceptible qu'aux variations longitudinales à grande échelle de β_2 [98].

2.4 Réalisation expérimentale d'un amplificateur paramétrique à deux pompes à l'aide d'un modulateur de phase double

2.4.1 Introduction

Pour réaliser des amplificateurs paramétriques, il est essentiel en pratique de moduler les pompes en phase afin d'éviter la rétrodiffusion Brillouin stimulée, tout en garantissant l'amplification de signaux de télécommunications. Cette modulation de phase engendre des distortions aussi bien sur l'idler que sur le signal. Dans la partie théorique précédente, nous avons montré qu'il est possible d'annuler ces distortions dans un amplificateur à deux pompes modulées en opposition de phase. Sous réserve que les pompes soient bien filtrées de l'ASE issue de l'amplification par EDFA [67, 66, 68], cette configuration permet de réaliser des amplificateurs ou des convertisseurs en longueur d'onde dont le bruit est limité par les fluctuations quantiques et l'effet Raman [101, 19, 18]. L'architecture la plus classique pour réaliser l'opposition de phase consiste à utiliser deux modulateurs disjoints (un pour chaque pompe) [55, 56]. Outre le coût d'utiliser deux modulateurs de phase, il est très difficile d'assurer la synchronisation entre les deux modulateurs. Une autre solution proposée par Radic *et al* [55, 60] consiste à utiliser un seul modulateur de phase. L'idée réside à commander le modulateur de phase par une séquence composée d'un mot binaire suivi du mot complémentaire. Les deux pompes sont ainsi modulées ensemble. En sortie du modulateur, on sépare les deux longueurs d'ondes pompe et on introduit une ligne à retard pour l'une des deux pompes. Ainsi, la pompe non retardée est modulée en phase par une séquence « mot-mot complémentaire », tandis que celle retardée est modulée par une séquence « mot complémentaire - mot ». Bien que ce dispositif permet de n'utiliser qu'un seul modulateur, on constate là aussi la difficulté de bien synchroniser les phases des pompes avec la ligne à retard.

Dans cette partie, nous présentons un schéma expérimental de FOPA à deux pompes modulées en opposition de phase. Celui-ci repose sur l'utilisation d'un nouveau modulateur de phase double en jonction Y, spécialement conçu par la société Photline Technologies. Le guide en jonction Y a été fabriqué sur niobate de lithium ($LiNbO_3$) et permet des applications radio-fréquences jusqu'à 40GHz. Cette architecture de modulateur permet de moduler de manière synchronisée les pompes en opposition de phase, dans le but d'obtenir un composant FOPA de faible bruit.

2.4.2 Présentation du modulateur de phase double

Les modulateurs sur niobate de lithium ($LiNbO_3$) sont aujourd'hui largement utilisés dans les systèmes de transmission à haut débit [102]. Le modulateur de phase double a

été spécialement conçu pour répondre aux besoins d'un FOPA à deux pompes de faible bruit. Il s'agit en fait de deux modulateurs de phase large bande intégrés dans un même cristal $LiNbO_3$ en coupe X. La figure 2.13(a) montre le schéma de principe du composant. Le composant est constitué de deux guides d'ondes parallèles en entrée qui se rejoignent

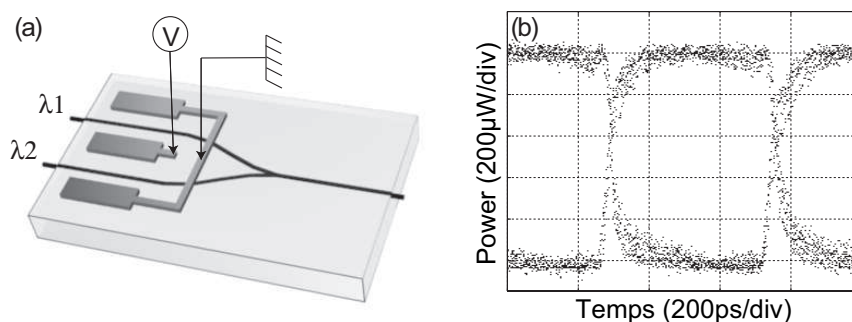


FIG. 2.13 – (a) Schéma de principe du modulateur de phase double synchronisé sur $LiNbO_3$ en coupe X. (b) Diagramme de l'œil en sortie du modulateur en configuration d'interféromètre de Mach-Zehnder, avec un signal de commande NRZ à 1Gbits/s.

par une jonction Y en un guide d'onde unique en sortie. Tous les guides d'ondes sont monomodes dans la fenêtre télécom autour de 1550nm. Un jeu d'électrodes coplanaires radiofréquences large bande est situé au dessus des deux guides d'ondes parallèles. Grâce à un arrangement géométrique précis, les électrodes génèrent un champ électrique de signe opposé sur chaque bras optique. Lorsqu'un signal externe radiofréquence est appliqué, chaque guide d'onde voit son indice de réfraction modulé d'une quantité exactement opposée à la modulation présente dans l'autre guide d'onde. A l'extrémité des guides d'ondes, une jonction Y permet le couplage optique des deux ondes modulées en phase. Le composant réalise donc directement la modulation synchronisée des deux pompes en opposition de phase, ainsi que leur couplage. Il est conçu pour des applications radiofréquences jusqu'à 40GHz. Le diagramme de l'œil représenté sur la figure 1(b) montre la modulation d'intensité détectée en sortie du composant lorsque la même source monochromatique est injectée aux deux entrées du modulateur de phase double. Dans cette configuration, le modulateur de phase double se comporte comme un interféromètre de Mach-Zehnder. La source commune utilisée est un laser fibré à rétroaction distribuée (DFB) à 1549.74 nm à spectre étroit (moins de 100kHz). Lorsqu'un signal radiofréquence de type « non retour à zéro »(NRZ) à 1Gbits/s est appliqué au modulateur de phase double, la figure 2.13(b) montre que le diagramme de l'œil obtenu est parfaitement ouvert.

2.4.3 Montage expérimental

A l'aide de ce modulateur de phase, nous nous proposons de réaliser expérimentalement un FOPA à deux pompes modulées en opposition de phase et parfaitement synchronisées en entrée de la fibre amplificatrice.

Le montage expérimental de l'amplificateur paramétrique à deux pompes intégrant le modulateur de phase double est représenté sur la figure 2.14(a). Pour le module de pompage, deux lasers (TL1 et TL2) accordés aux longueurs d'ondes $\lambda_1 = 1536nm$ et $\lambda_2 = 1566nm$ sont d'abord co-polarisés puis directement injectés dans le modulateur de phase double.

Celui-ci est commandé par un générateur de mots PRBS suivi d'un amplificateur radiofréquences (driver RF) d'une puissance de sortie de 26dBm, correspondant à une tension pic de contrôle de 6,3V. La longueur des mots est fixée à $2^{15} - 1$. En réglant l'horloge du générateur, on impose le débit voulu au générateur. Nous avons réalisé des mesures à 2Gbits/s et 3Gbits/s. Le temps de montée/descente des créneaux représentant chaque bit est évalué par le constructeur à 30ps. Notons que la tension V_π nécessaire pour induire un déphasage de π dans chacun des guides d'onde était de 9Volts. Cette tension est donc supérieure à celle appliquée au modulateur. En mesurant la puissance rétrodiffusée, nous avons cependant vérifié que la SBS était bien supprimée.

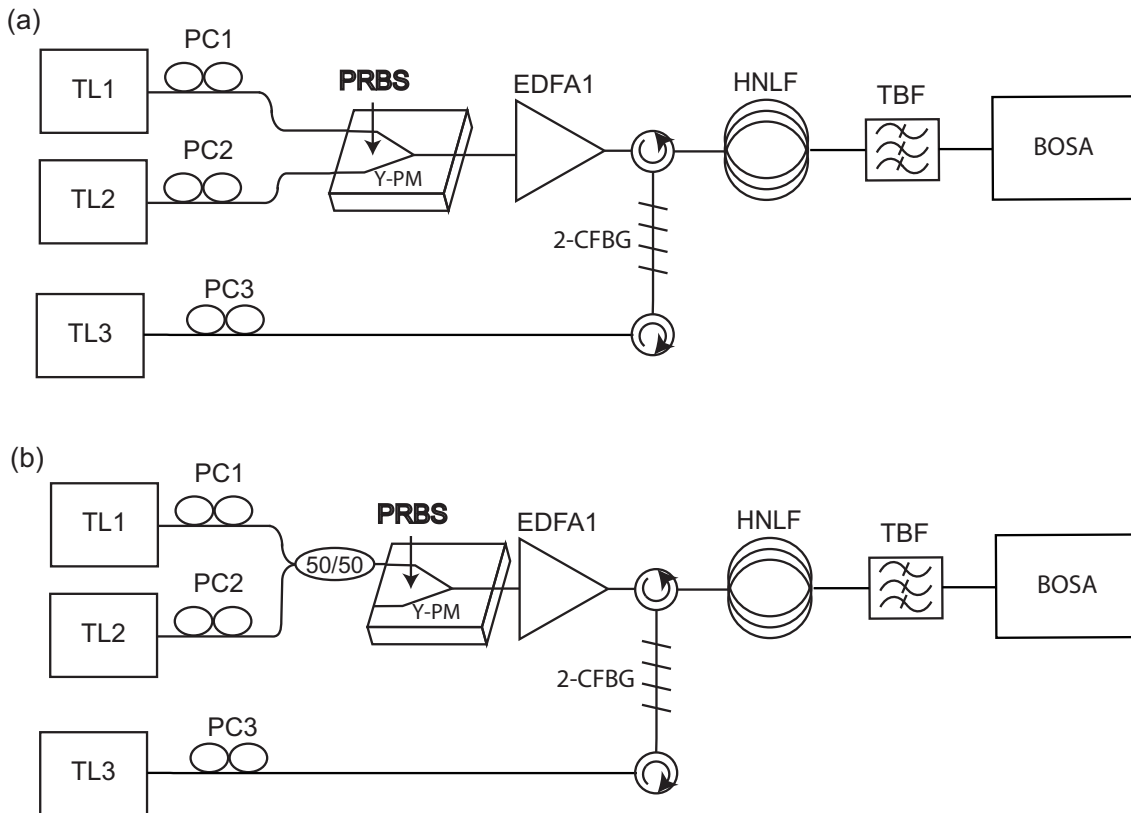


FIG. 2.14 – Schéma expérimental du FOPA à deux pompes (a) modulées en opposition de phase et (b) modulées en phase. PC : Contrôleur de polarisation, 2-CFBG : filtre de Bragg à deux canaux.

En sortie du modulateur, les deux ondes optiques, qui sont désormais modulées en opposition de phase et couplées, sont amplifiées par un seul amplificateur erbium (EDFA) à forte puissance de sortie (2W). Pour le filtrage de l'ASE, nous utilisons un filtre de Bragg

à deux canaux centrés autour de λ_1 et λ_2 respectivement. Ce filtre spécialement conçu par la société Redfern Optical Component se compose de deux réseaux de Bragg inscrits l'un au dessus de l'autre dans la même fibre. La figure 2.15 montre la fonction de transfert du filtre en réflexion. Les pompes ainsi filtrées conservent donc leur synchronisation. Le signal

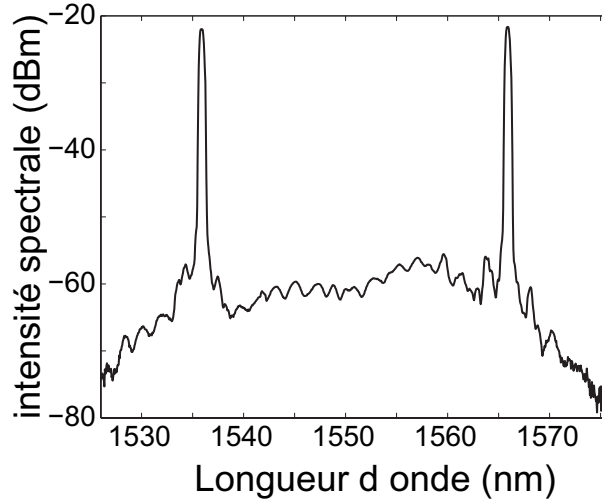


FIG. 2.15 – Fonction de transfert du filtre à deux canaux.

utilisé est une source accordable TL3, qui est directement injecté à l'autre extrémité du filtre à deux canaux. Ce procédé original permet un couplage quasiment sans pertes des pompes filtrées avec le signal. L'intensité et la longueur d'onde du signal sont réglées à -16dBm et $\lambda_S = 1546\text{nm}$, respectivement. Le milieu amplificateur est une fibre hautement non linéaire (HNLF), provenant de la société Sumitomo Electric Industries, de longueur $L=500\text{m}$, de coefficient non linéaire $\gamma = 11\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ et de zéro de dispersion $\lambda_0 = 1551.4\text{nm}$. En utilisant une méthode récemment développé au laboratoire [103], nous avons mesuré les 3ème et 4ème ordres de dispersion à $\beta_3 = 5.3 \times 10^{-41}\text{s}^3\text{m}^{-1}$ et $\beta_4 = -6.4 \times 10^{-56}\text{s}^4\text{m}^{-1}$. TL1, TL2, et l'EDFA sont ajustés de sorte que la puissance de chacune des pompes en entrée d'HNLF soit d'environ 23dBm (200 mW). En sortie d'HNLF, un filtre accordable de largeur 1nm (TBF) nous permet de sélectionner le signal amplifié ou l'idler généré. Une analyse à haute résolution (10MHz) des spectres est alors réalisée au moyen d'un analyseur de spectre optique Brillouin (BOSA). En injectant TL1 et TL2 dans un seul des bras du modulateur de phase double au moyen d'un coupleur fibré, il est aussi possible d'étudier le cas d'une modulation en phase des deux pompes (voir figure 2.14(b)).

2.4.4 Résultats

2.4.4.1 Spectre de gain

La figure 2.16(a) montre la bande de gain mesurée expérimentalement. L'amplificateur paramétrique à deux pompes exhibe ainsi un gain d'environ 9dB sur une bande large de

15nm. Nous avons aussi calculé théoriquement le spectre de gain paramétrique avec le modèle à 6 ondes du paragraphe 2.3.3.1. Pour ce faire, il est cependant nécessaire de tenir compte de l'absorption de la fibre (0,56dB/km), mais aussi de la dispersion de modes de polarisation (PMD). En effet, la PMD provoque un désalignement entre les polarisations des pompes, du signal et de l'idler. Lorsque la fibre amplificatrice possède une faible PMD ($< 0.1ps.\sqrt{km}^{-1}$), la conséquence est une chute uniforme du gain sur l'ensemble de la bande spectrale [23]. Il est alors possible de prendre l'ensemble de ces effets en compte en choisissant une longueur de fibre effective. Pour le calcul théorique de la bande de gain, cette longueur effective est fixée à 440 mètres. La courbe théorique montre alors un bon accord avec la courbe expérimentale. La figure 2.16(b) montre un spectre obtenu à l'OSA en sortie du FOPA, où l'on observe les deux pompes, un signal amplifié à $\lambda_S = 1546nm$ et son idler conjugué situé à $\lambda_I = 1556nm$. La puissance du signal en entrée de la fibre est de $5\mu W$ (-23dBm) dans ce cas.

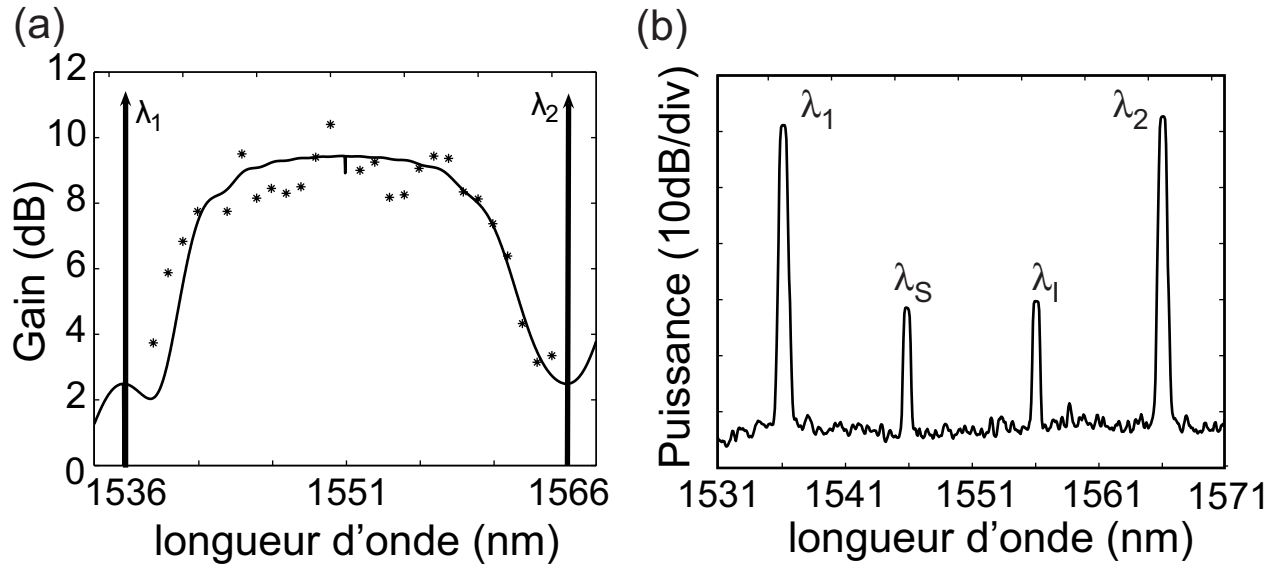


FIG. 2.16 – (a) Spectre de gain du FOPA mesuré expérimentalement (étoiles) et calculé théoriquement (trait continu). (b) Spectre « optique » en sortie du FOPA montrant les deux pompes, un signal amplifié et son idler conjugué.

2.4.4.2 Analyse basse fréquence du signal et de l'idler

La fréquence de modulation des phases des pompes étant de l'ordre de quelques GHz, il est nécessaire, pour attester de la qualité des signaux amplifiés, d'analyser les basses fréquences de ces signaux. Pour ce faire, nous avons utilisé un analyseur de spectre optique Brillouin (BOSA). Ce type d'analyseur permet de mesurer les spectres des signaux avec une résolution de 10MHz.

Nous étudions d'abord la configuration de FOPA de la figure 2.14(b), lorsque les

pompes sont modulées en phase. La figure 2.17(a) montre le spectre BOSA du signal en entrée du FOPA, tandis que les figures 2.17 (b) et (c) montrent, respectivement, les spectres BOSA du signal et de l'idler en sortie du FOPA. On observe sur la figure 2.17(c)

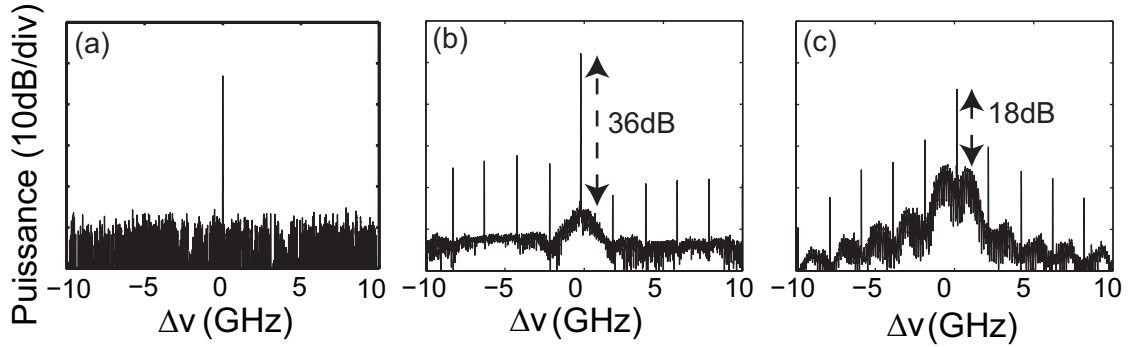


FIG. 2.17 – (a) Spectre BOSA du signal en entrée du FOPA (b, c) Spectres BOSA du signal et de l'idler en sortie du FOPA à deux pompes modulées en phase.

une nette détérioration et un élargissement spectral de l'idler, comparé au signal en sortie du FOPA. En effet, la puissance du pic de l'idler est 10dB inférieure à celle du signal, tandis que le rapport au piedestal de bruit est diminué de 18dB comparé à celui du signal.

Les figures 2.18(a) et 2.18(b) représentent, respectivement, les spectres BOSA du signal et de l'idler obtenus en sortie du FOPA à deux pompes modulées directement en opposition de phase avec le modulateur de phase double (figure 2.14(a)). Le signal d'entrée est le même que celui de la figure 2.17(a). Ces figures montrent que l'élargissement de l'idler est totalement supprimé et que le rapport signal à bruit est comparable à celui du signal en sortie. Le bruit persistant au pied des signaux monochromatiques des fi-

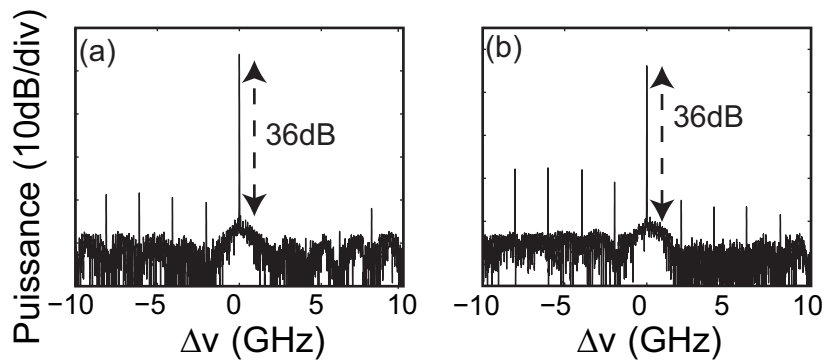


FIG. 2.18 – (a, b) Spectres BOSA du signal et de l'idler en sortie du FOPA à deux pompes modulées en phase.

gures 2.17(b) et 2.18(a) et (b) provient du transfert du bruit d'ASE non filtré au pied des pompes du FOPA. En effet, il a été démontré qu'un léger bruit d'ASE suffit à dégrader le rapport signal sur bruit optique (OSNR) du signal de manière appréciable. De plus,

cette dégradation dépend de la puissance d'entrée du signal [67, 66]. Plus précisément, il a été rapporté qu'il est nécessaire d'avoir un OSNR de la pompe supérieur à 65dB dans le but de minimiser cette dégradation. L'OSNR des pompes utilisées dans cette expérience était compris entre 53 et 55dB. En améliorant l'OSNR des pompes, il serait donc possible d'améliorer la qualité des signaux et idlers en sortie du FOPA. Mentionnons qu'à cette fin, nous avons conçu et réalisé, à partir du modèle de Saleh *et al.* [104], un EDFA permettant d'obtenir 20dBm de puissance sur chacune des pompes. L'incorporation de cet étage d'amplification supplémentaire permettrait alors d'augmenter davantage l'OSNR des pompes.

Afin de montrer l'efficacité du double modulateur de phase dans cette configuration à deux pompes, nous avons aussi utilisé un signal modulé. En effet, en appliquant un courant à la diode TL3, il est possible de faire apparaître deux pics latéraux situés à 380 MHz de part et d'autre de la porteuse. Ce signal est représenté sur la figure 2.19(a). La figure 2.19(b) montre le signal converti à la fréquence idler. Nous constatons que

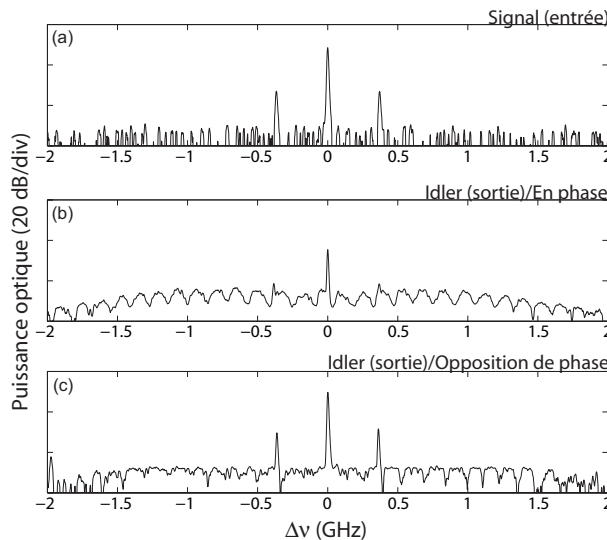


FIG. 2.19 – (a) Spectre BOSA du signal modulé en entrée du FOPA. (b) spectres BOSA de l'idler lorsque les pompes sont (b) modulées en phase, et (c) modulées en opposition de phase.

l'information contenue dans ces deux pics latéraux a pratiquement disparu. A l'inverse, lorsque les pompes sont modulées en opposition de phase, la figure 2.19(c) montrent que les pics latéraux demeurent présent sur le signal converti à la fréquence de l'idler.

Enfin, nous pouvons constater que la suppression de l'élargissement de l'idler est efficace sur toute la bande comprise entre les deux pompes. En effet, en reprenant un signal monochromatique, nous avons acquis les spectres BOSA du signal en sortie et de l'idler généré pour des longueurs d'ondes λ_S allant de 1539nm à 1548nm. Les résultats sont résumés sur la figure 2.20. Nous y avons reporté le rapport entre le pic et le piedestal du signal monochromatique acquis, en fonction de sa longueur d'onde. La moitié gauche de la figure

représente les signaux en sortie, tandis que la moitié droite montre les idlers conjugués lorsque les pompes sont en phase (tirets), en en opposition de phase (tirets-points).

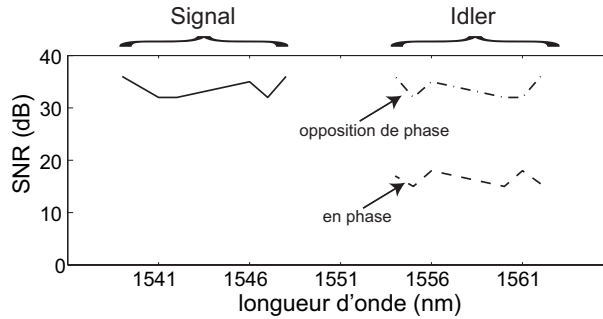


FIG. 2.20 – Rapport entre le pic et le piédestal (SNR) en fonction de la longueur d'onde du signal (moitié gauche, trait continu) ou de l'idler (moitié droite), lorsque les pompes sont modulées en phase (tirets) ou en opposition de phase (tirets-points) modulated pumps.

On observe que le rapport entre le pic et le piédestal de l'idler est toujours fortement dégradé en comparaison du signal associé lorsque les pompes sont en phase. Nous n'avons observé aucune dégradation de l'idler par rapport au signal de sortie lorsque les pompes sont modulées en opposition de phase.

Les mesures présentées ici ne permettent pas d'observer une dégradation du signal liée à la modulation des phases des pompes. Comme nous l'avons montré dans la partie précédente, la dégradation de l'idler est principalement liée à une modification de la relation de conservation de l'énergie, tandis que la dégradation du signal provient d'un changement instantané du désaccord de phase linéaire entre les ondes. Ce changement dépend de la pente de dispersion β_3 de la fibre, qui est relativement faible pour les HNLFs. Il serait nécessaire en particulier d'effectuer des mesures d'erreurs binaires (BER) pour observer un impact sur le signal. Une étude récente a cependant montré, pour des pompes modulées en phase par plusieurs sinusoïdes, que l'impact de la modulation des phases peut être négligeable sur le BER pour des signaux binaires modulés en amplitude (signaux NRZ) [64]. Les résultats théoriques montrent cependant que l'impact sur le signal se traduit par une variation instantanée du gain à chaque saut de phase. Les pics observés sur les figures 2.17(b) et (c) tous les 2GHz (la fréquence de modulation du PRBS) autour des signaux monochromatiques pourraient donc être une signature de cet impact. Cependant, on observe également ces pics sur les figures 2.18(a) et (b). Pour tenter de comprendre l'origine de ces pics, nous avons simulé numériquement l'amplificateur construit expérimentalement.

2.4.4.3 Comparaisons avec la simulation numérique

Afin de mieux cerner les différents phénomènes physiques observés dans l'amplificateur paramétrique à 2 pompes, nous avons réalisé une simulation numérique par intégration de l'équation de Schrödinger non linéaire. Nous nous restreignons ici au FOPA à deux pompes

modulées en opposition de phase. Nous avons repris exactement les mêmes paramètres que ceux mesurés expérimentalement et nous nous sommes intéressés au spectre du signal et de l'idler. Le signal en entrée est supposé monochromatique et continu. Les figures 2.21(a) et (b) montrent les spectres respectifs du signal et de l'idler en supposant une pompe modulée en phase par une séquence PRBS et parfaitement continue dans le domaine temporel. Nous avons supposé un temps de montée/descente du modulateur de phase relativement court et égal à 30ps.

Pour tenter d'expliquer les pics observés à tous les 2GHz dans le spectre, nous avons sciemment omis le bruit quantique dans nos simulations. Les figures 2.21(a) et (b) montrent un très léger bruit aux pieds du signal et de l'idler. Celui-ci est lié à la conversion PM-AM. On constate néanmoins qu'il est inférieur à celui observé expérimentalement de plusieurs ordres de magnitude. L'origine des pics observés expérimentalement ne peut donc provenir

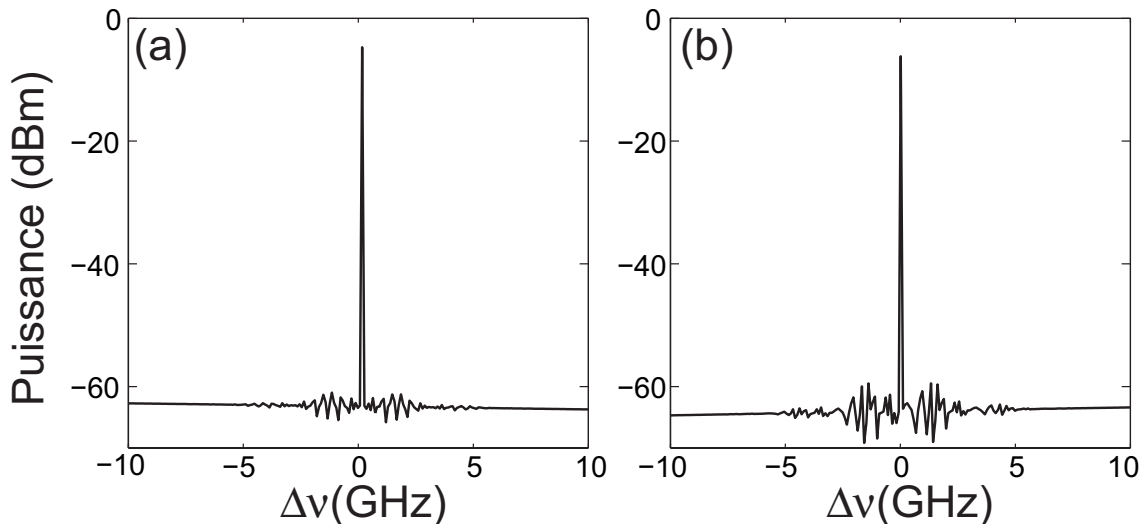


FIG. 2.21 – (a) Spectre du signal en sortie du FOPA. (b) Spectre de l'idler en sortie du FOPA.

de la seule conversion AM-PM. Une autre hypothèse est la modulation d'intensité résiduelle des pompes par le modulateur de phase. En effet, plusieurs travaux soulignent que ce phénomène est inévitable dans les modulateurs de phase et montrent qu'une modulation d'intensité même légère de la pompe peut provoquer une modulation notable du gain paramétrique [55, 105]. Le modulateur de phase induit une légère modulation d'intensité de la pompe durant le temps de montée/descente de la phase. Nous avons représenté sur la figure 2.22(a) l'allure temporelle d'une pompe FOPA subissant une modulation d'intensité périodique qui correspond à chaque instant de montée/descente de la phase. L'amplitude de la modulation correspond à 10% de la puissance de la pompe. Les figures 2.22(b) et (c) montrent les spectres respectifs du signal et de l'idler, en sortie d'un tel FOPA. Nous constatons l'apparition de pics aux fréquences multiples de la fréquence du PRBS (2GHz). L'amplitude de ces pics est de 35dB inférieure à celle des porteuses signal et idler. Ces pics ressemblent ainsi fortement à ceux observés expérimentalement. Ces résultats tendent à montrer qu'une modulation d'intensité résiduelle des pompes aurait lieu dans le dispositif

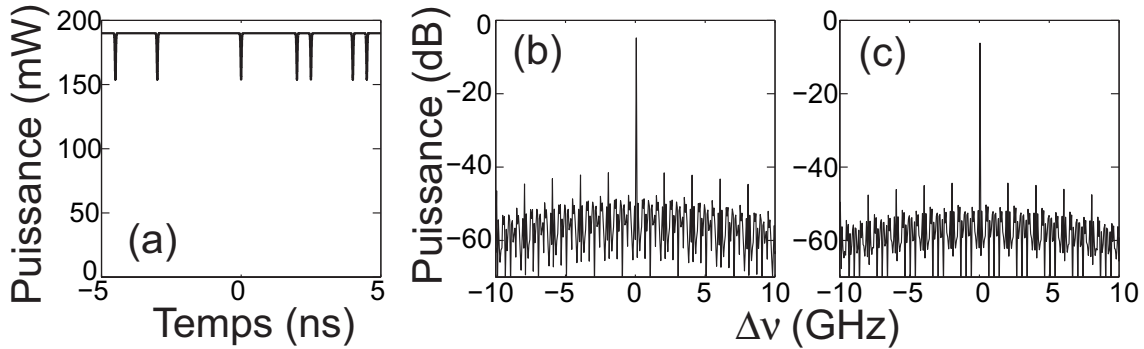


FIG. 2.22 – (a) Allure temporelle d’une des deux pompes du FOPA. (b) Spectre du signal en sortie du FOPA. (c) Spectre de l’idler en sortie du FOPA.

expérimental. Les simulations numériques montrent que l’amplitude de ces modulations d’intensité est de l’ordre de 10%. Une hypothèse pour expliquer ce phénomène est que la dispersion du filtre de Bragg situé après l’EDFA -qui peut s’avérer très importante- entraîne une conversion de la modulation de phase en modulation d’intensité.

2.5 Conclusion

Les amplificateurs paramétriques à deux pompes permettent donc de pallier certaines limitations liées à la mise en place pratique d’applications basées sur les processus paramétriques.

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps étudié théoriquement plusieurs aspects des amplificateurs paramétriques (FOPAs) à deux pompes. Nous avons montré qu’il est nécessaire de tenir compte de l’ensemble des processus de mélange à quatre ondes intervenant dans ces FOPAs pour bien définir et concevoir la bande passante. Nous avons aussi analysé les distortions sur l’idler et le signal liées à la modulations des phases des pompes. Cette modulation est essentielle en pratique pour éviter toute déplétion des pompes par rétrodiffusion Brillouin. Nous avons dérivé analytiquement l’impact de ces modulations de phase sur les distortions du signal, et les résultats de la formule ont été confirmés par des simulations numériques. Ces études théoriques ont aussi permis de mettre en évidence la nature des différents mécanismes dans la dégradation du signal et de l’idler. Il a aussi été démontré qu’une architecture de FOPA à deux pompes modulées en opposition de phase permet non seulement de compenser l’élargissement de l’idler, mais aussi d’annuler les distortions du signal. Nous avons enfin analysé l’impact résiduel de la conversion de la modulation de phase en modulation d’intensité des pompes. Cet impact demeure négligeable pour des longueurs de fibre HNLF de quelques centaines de mètres.

La mise en œuvre expérimentale des FOPAs à deux pompes modulées en opposition de phase demeure cependant coûteuse et complexe. En utilisant un unique modulateur de

phase double $LiNbO_3$, il nous a été possible de réaliser un FOPA à deux pompes modulées en opposition de phase. Nous avons amplifié les deux pompes couplées simultanément avec un seul EDFA. L'emploi d'un filtre de Bragg à deux canaux nous a permis d'éliminer une grande partie de l'ASE. Avec ce même filtre, nous avons aussi montré comment coupler l'essentiel des puissances du signal et des pompes, réalisant ainsi un amplificateur opérationnel. Des mesures à basses fréquences des spectres du signal et de l'idler ont confirmé la suppression de l'élargissement de l'idler et permettent d'envisager de la conversion de signaux ultra-rapides et sur une large bande spectrale. Enfin, nous avons mis en évidence que le modulateur de phase double doit induire une modulation résiduelle d'intensité des pompes. Cette modulation résiduelle induit une distortion du signal. Nos simulations ont montré que ces distortions sont plus importantes que celles liées à la modulation de phase. Ce montage expérimental présente cependant quelques inconvénients. Les puissances des pompes ne peuvent pas être réglées séparément. Il est nécessaire d'ajuster convenablement les puissances d'entrées de chacune des diodes laser et le gain de l'EDFA. De plus, l'utilisation d'une chaîne d'amplificateurs erbium et de filtres de Bragg à deux canaux pour obtenir un OSNR convenable est complexe et fastidieuse. Une manière de rendre le module de pompage plus efficace consisterait à concevoir et fabriquer des modulateurs de phase double avec une bonne tenue au flux optique. Il serait alors possible d'utiliser directement des lasers de plusieurs centaines de milliwatts, tels des DFBs ou des lasers à fibre actuellement en cours de développement et de commercialisation.

Chapitre 3

Cartographie du gain paramétrique par analyse Brillouin dans le domaine temporel

3.1 Motivation

Les amplificateurs paramétriques à fibre optique (FOPAs) sont basées sur un processus de mélange à quatre ondes dont l'efficacité dépend de l'accord de phase entre une pompe dégénérée (ou deux pompes distinctes), le signal co-propagatif à amplifier et l'idler généré. Comme nous l'avons mentionné au chapitre 1, il est nécessaire de positionner la pompe dégénérée (ou le milieu des deux pompes) proche du zéro de dispersion λ_0 de la fibre amplificatrice afin d'obtenir un quasi-accord de phase sur une large plage spectrale et ainsi de grandes bandes de gain. Cependant, en pratique, l'accord de phase peut varier le long de la fibre. Tout d'abord, il est très difficile, lors du processus d'étirage de la fibre, de maintenir les mêmes propriétés opto-géométriques le long de la fibre. Ces fluctuations peuvent en particulier conduire à des variations longitudinales de la dispersion de la fibre, qui conduisent généralement à une diminution des performances de l'amplificateur paramétrique [97, 98]. Il a d'ailleurs été proposé récemment par notre équipe une technique indirecte pour cartographier longitudinalement cette dispersion à partir des bandes de gain mesurées en sortie du FOPA pour différentes positions de la pompe [29]. Par ailleurs, une éventuelle déplétion de la pompe peut faire varier le gain paramétrique. Notons que la saturation des FOPAs est en effet plus complexe que celle des EDFAs ou des amplificateurs Raman. La déplétion de la pompe conduit certes à une diminution du gain maximal (exponentiel), mais aussi à un changement de l'accord de phase qui dépend de la position du signal [92]. Cette propriété a par exemple été utilisée pour démontrer une conversion efficace de 92% de la puissance de pompe vers le signal et l'idler [47].

Ces constatations sont la motivation à l'origine de l'étude présentée dans ce chapitre.

Nous proposons en effet une méthode de mesure distribuée du gain paramétrique le long de la fibre. Ces travaux sont le fruit d’une collaboration avec le laboratoire de nanophotonique et métrologie de l’école polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL, Suisse). Toute la difficulté réside à sonder le signal amplifié le long de la fibre sans interférer avec l’accord de phase. En effet, une précédente approche, basée sur la rétrodiffusion Rayleigh, a été récemment proposée [106]. Elle consistait en fait à la mesure du gain accumulé à partir de sources réparties aléatoirement le long de la fibre amplificatrice sans donner d’informations sur l’évolution de l’accord de phase.

Notre approche est basée sur une analyse Brillouin dans le domaine temporel (B-OTDA) [107]. Nous avons ainsi réussi à suivre l’évolution du gain d’un signal le long du FOPA et avons aussi pu observer les régimes de gain exponentiel et parabolique caractéristiques du FOPA à pompe unique. Nos résultats montrent en outre des fluctuations longitudinales à grande échelle, imputable à d’éventuelles variations de la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre amplificatrice utilisée.

Nous présenterons d’abord le principe de la mesure. Ensuite nous évoquerons l’expérience et présenterons quelques résultats. Nous montrerons ensuite qu’il est possible, en théorie, de remonter aux variations longitudinales de la longueur d’onde de dispersion nulle (ZDW) et discuterons des limitations pratiques.

3.2 Principe

Après une brève présentation du principe de l’analyse Brillouin dans le domaine temporel d’un signal optique, nous montrerons les précautions à prendre pour appliquer cette méthode au sondage du gain local d’un signal amplifié par un amplificateur paramétrique.

3.2.1 Présentation de l’analyse Brillouin dans le domaine temporel (B-OTDA)

Nous avons vu que la propagation d’une onde « pompe » continue, cohérente et de forte intensité dans une fibre optique induit la rétrodiffusion de celle-ci à une fréquence décalée de $\Delta\nu_B$ (aux environs de 10GHz dans les fibres conventionnelles) du côté Stokes. La SBS peut ainsi provoquer l’amplification d’une onde « sonde » qui est propagée dans la direction opposée à l’onde « pompe » et se situe du côté Stokes. Du côté anti-Stokes ($-\Delta\nu_B$), cette onde subira une atténuation. Plus précisément, en supposant que les puissances P_A et P_B des ondes pompe et sonde sont continues sur un intervalle de temps ΔT très supérieur au temps de vie des phonons acoustiques (en pratique $\Delta T > 10ns$), les équations d’évolution

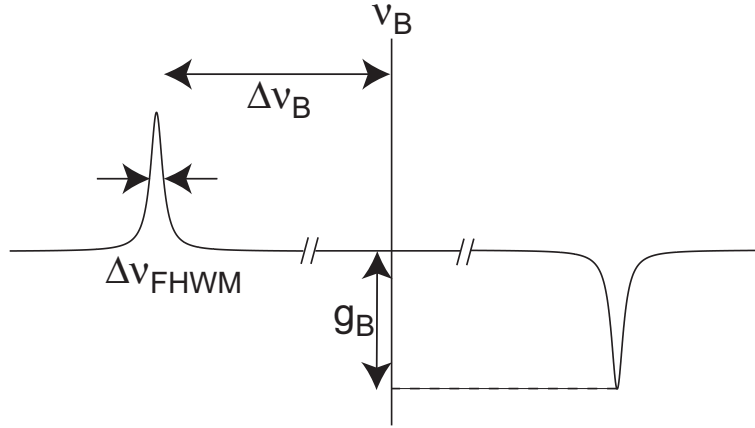


FIG. 3.1 – Courbe théorique du gain linéique Brillouin.

des puissances des ondes couplées peuvent s'écrire sous la forme [5, 108] :

$$\begin{aligned} \frac{dP_B}{dz} &= -\frac{G_B(\nu_A - \nu_B)}{A_{eff}} P_B P_A - \alpha P_B \\ \frac{dP_A}{dz} &= -\frac{G_B(\nu_A - \nu_B)}{A_{eff}} P_B P_A + \alpha P_A \end{aligned} \quad (3.1)$$

Ici, nous avons considéré l'axe des \vec{z} comme croissant suivant le sens de propagation de la pompe. Nous notons ν_A et ν_B les fréquences respectives de la pompe et de la sonde. G_B est le gain linéique Brillouin, représenté sur la figure 3.1. Dans l'approximation Lorentzienne, il s'écrit sous la forme suivante :

$$|G_B(\nu)| = g_B \frac{\delta\nu_{FWHM}^2}{(\nu - \nu_B)^2 + \delta\nu_{FWHM}^2} \quad (3.2)$$

G_B est positif lorsque la sonde est du côté Stokes de la pompe, et négatif lorsqu'elle est du côté anti-Stokes. En théorie, ce gain dépend de la polarisation relative des deux ondes. Nous avons supposé ici que l'effet de la biréfringence peut être moyenné sur le temps d'interaction entre les deux ondes. Ce moyennage est alors pris en compte dans la valeur de g_B . L'analyse Brillouin dans le domaine temporel (B-OTDA) repose sur l'interaction Brillouin entre une « pompe B-OTDA » pulsée et une « sonde » contra-propagative continue. Le principe est schématisé sur la figure 3.2. À la côte z de la fibre, l'onde sonde traverse l'impulsion de la pompe B-OTDA. Suivant que la sonde se situe du côté Stokes ou anti-Stokes de ν_B , elle subit une amplification ou une atténuation ΔP_A sur la longueur Δz de l'impulsion pompe. On considère que l'impulsion est courte et l'atténuation est négligeable devant l'amplification/atténuation Brillouin ($P_B(z)g_B/A_{eff} \gg \alpha$). On déduit alors des équations (3.1) :

$$\Delta P_A = \frac{G_B(\nu)}{A_{eff}} P_A(z) \times P_B(z) \Delta z \quad (3.3)$$

On observe donc que l'amplification/l'atténuation subie par la sonde est directement proportionnelle à la puissance de la pompe B-OTDA à la côte z . L'acquisition de la sonde

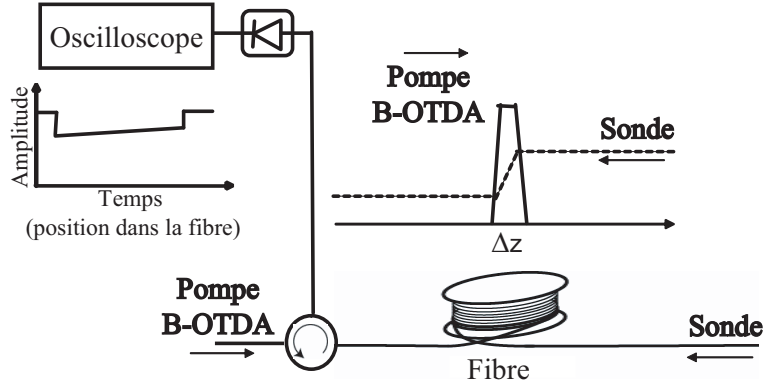


FIG. 3.2 – Schéma de principe du B-OTDA.

par un oscilloscope synchronisé sur la période de répétition des impulsions B-OTDA permet donc de cartographier l'évolution de la puissance $P_B(z)$ le long de la fibre. Plus précisément, si on suppose une atténuation constante le long de la fibre, on aura sur l'oscilloscope : $P_A(0) = P_A(L)e^{-\alpha L} \left(1 + \frac{G_B(\nu)P_B(z)\Delta z}{A_{eff}}\right)$, avec L la longueur de la fibre. La résolution est directement donnée par la longueur Δz de l'impulsion pompe.

Cette technique possède de nombreuses applications de mesures distribuées de température, pressions ou contraintes [108]. Elle a aussi permis de cartographier les variations longitudinales de la dispersion, en régime de dispersion normal [109, 107]. Plus récemment, cette méthode vient de révéler le caractère inhomogène (multimode) du gain Brillouin dans les fibres à cristal photonique (PCF) [110].

3.2.2 Principe de la mesure

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'acquisition de la sonde sur un oscilloscope donne accès à l'évolution de la puissance de la pompe B-OTDA le long de la fibre. Pour cartographier le gain paramétrique, il est donc naturel d'utiliser la pompe B-OTDA comme un signal à amplifier dans le FOPA.

La pompe du FOPA et la pompe B-OTDA sont ainsi injectées en co-propagation dans la fibre. La pompe B-OTDA est alors amplifiée grâce au processus paramétrique. Sa puissance crête est alors donnée par $P_B(z) = G(z)P_B(0)e^{-\alpha z}$. G désigne ici le gain paramétrique. Il est donné par l'équation (1.26) lorsque l'absorption peut être négligée, la longueur d'onde de dispersion nulle λ_0 est constante sur la longueur de la fibre, et la pompe FOPA peut être considérée non déplétée. Cette dernière condition nécessite que la puissance crête de la pompe B-OTDA ne soit pas élevée. En mesurant la sonde par B-OTDA, on remonte à la puissance locale de la pompe B-OTDA qui est proportionnelle au gain paramétrique. On en déduit ainsi l'évolution longitudinale du gain paramétrique avec une résolution Δz . La figure 3.3 résume le principe de la cartographie du gain paramétrique. Quelques précautions sont tout de même à prendre. En effet, pour pouvoir

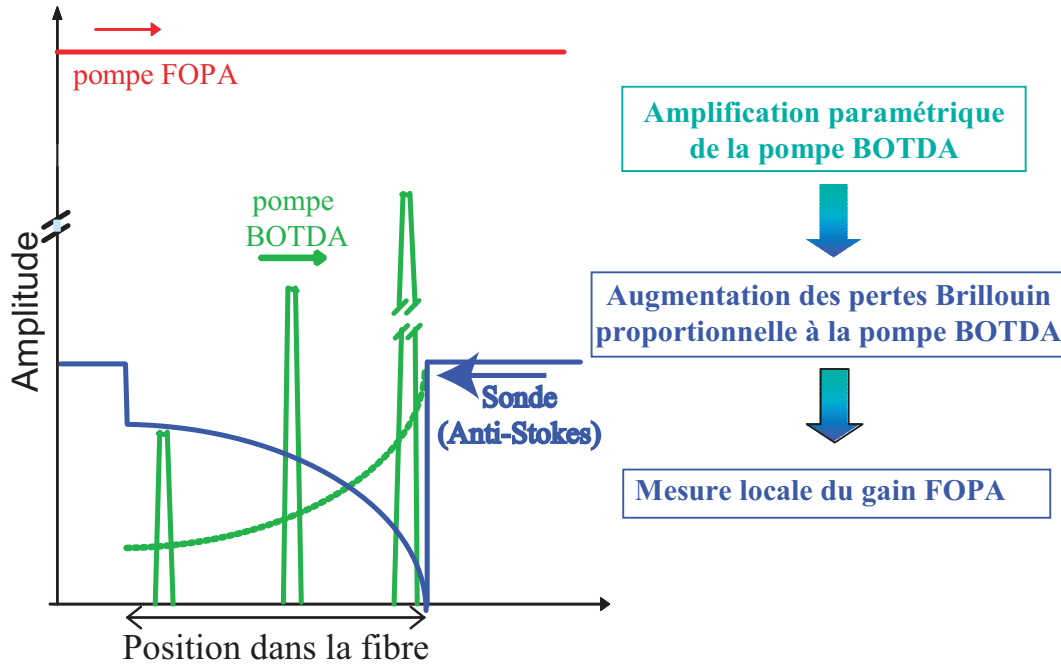


FIG. 3.3 – Schéma de principe de la cartographie du gain paramétrique par B-OTDA.

étudier le FOPA en régime non saturé et retrouver le gain théorique, la puissance crête de la pompe B-OTDA doit être petite devant celle de la pompe FOPA. Par ailleurs, pour que la formule (3.3) reste valable, la puissance de la sonde doit être petite devant celle de la pompe B-OTDA. Sur la longueur d'interaction Δz , il est donc nécessaire d'avoir une interaction Brillouin plus forte que l'interaction paramétrique, soit de façon plus précise $\gamma \ll g_B/A_{\text{eff}}$. Ceci revient, compte tenu de (1.17), à : $2\pi n_2/\lambda \ll g_B$. Pour les fibres en silice, à la longueur d'onde de 1550 nm, $g_B \simeq 3 \times 10^{-11} \text{m.W}^{-1}$, tandis que $2\pi n_2/\lambda \simeq 1,1 \times 10^{-13} \text{m.W}^{-1}$. Ces deux ordres de grandeur de différence nous permettent d'utiliser des puissances de pompe B-OTDA qui n'entraînent pas de déplétion de la pompe FOPA. Pour éviter toute déplétion de la pompe B-OTDA, il est judicieux de placer la sonde du côté anti-Stokes de la pompe B-OTDA.

3.3 Expérience

3.3.1 Montage expérimental

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 3.4. La pompe FOPA est obtenue à partir d'un laser accordable (TL) modulé en phase par un générateur de séquence binaires pseudo aléatoire (PRBS) à 3,5 GHz, afin d'éviter l'émission Brillouin stimulée dans l'amplificateur paramétrique. La pompe est ensuite amplifiée puis filtrée par un EDFA à 33 dBm et un filtre avec une bande passante de 1 nm. La puissance de pompe FOPA

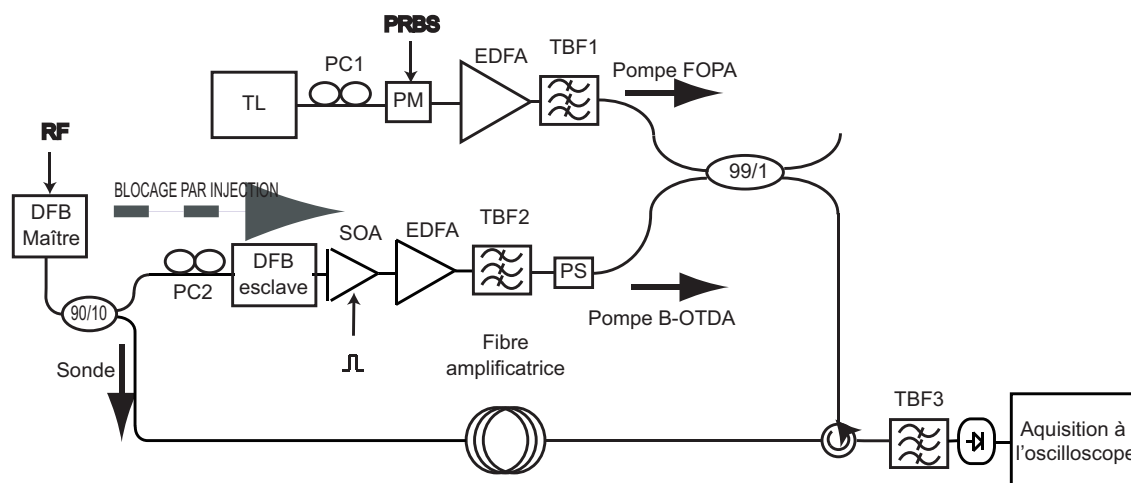


FIG. 3.4 – Montage expérimental. TBF : filtre de Bragg accordable en longueur d’onde, PM : modulateur de phase, PC : contrôleur de polarisation.

injectée dans la fibre amplificatrice est de 400 mW. Notons que le LASER accordable est contrôlé en polarisation par l’association d’une lame demi-onde et d’un polariseur placé juste devant le modulateur de phase.

Pour la sonde et la pompe B-OTDA, deux lasers à rétroaction distribuée (DFB) sont employés. Ces lasers permettent de contrôler très précisément la température et le courant à l’intérieur des cavités. Pour stabiliser très précisément le décalage entre ν_A et ν_B à $\Delta\nu_B$, la technique de verrouillage par injection a été utilisée [111]. Cette technique, développée à l’EPFL pour les besoins du B-OTDA, permet de régler précisément et verrouiller le décalage en fréquence entre la pompe B-OTDA et la sonde, tout en maintenant de bons rapports signal-sur-bruit (SNR) [108]. Le principe est celui de la synchronisation entre deux oscillateurs. Lorsque des conditions de rapport de puissances sont satisfaites entre deux cavités lasers de fréquences voisines, on peut montrer que la fréquence de la cavité « esclave » vient se verrouiller à celle de la cavité « maître ». La sonde joue ici le rôle de la cavité maître. Elle est modulée en intensité par un signal RF, ce qui crée deux bandes latérales de faibles puissances décalées de $\Delta\nu_B$ par rapport à la fréquence porteuse ν_A . La majeure partie de la sonde est directement injectée en sortie de la fibre via un coupleur 90/10. La partie restante est alors injectée dans la cavité esclave qui sert à générer la pompe B-OTDA. Par verrouillage à injection, on ajuste précisément la fréquence de la pompe B-OTDA sur celle de la bande latérale $\nu_A - \Delta\nu_B$. Les impulsions de la pompe B-OTDA sont générées en utilisant un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) dont le gain est asservi à des séquences de portes électriques. La polarisation de la pompe B-OTDA est brouillée (PS) pour garantir une interaction Brillouin insensible à la polarisation. Les pompes FOPA et B-OTDA sont couplées et injectées dans la fibre via un coupleur 99/1. La sonde contra-propagative est extraite grâce à un circulateur optique puis analysée sur un oscilloscope synchronisé à la fréquence de répétition des impulsions de la pompe B-OTDA. La forme des impulsions du B-OTDA est donnée par les portes électriques. Cette forme est trapézoïdale, et la largeur à mi-hauteur des impulsions

correspond à deux fois celle du plateau. La largeur des impulsions est comprise entre 100 et 300ns dans les expériences présentées, ce qui correspond à Δz compris entre 10 et 30 mètres dans la silice. Cette largeur détermine la résolution spatiale de la mesure.

Au cours de l'expérience, nous avons utilisé deux types de fibre. La première est une fibre à dispersion décalée (DSF) longue de 3,1km, de longueur d'onde de dispersion nulle $\lambda_0 = 1549,5nm$, de coefficient non linéaire $\gamma = 2W^{-1}km^{-1}$. La seconde est une fibre hautement non linéaire (HNLF) de longueur 490 mètres, avec $\gamma = 11.2W^{-1}km^{-1}$ et $\lambda_0 = 1553nm$. La longueur d'onde de la sonde était fixée par la cavité DFB employée à $\lambda_A = 1550.8nm$. Pour obtenir différents régimes de gain paramétrique au niveau du signal, il était donc nécessaire d'accorder la longueur d'onde de la pompe.

3.3.2 Résultats

La figure 3.5 montre l'allure des traces temporelles acquises sur l'oscilloscope. Ces traces représentent l'évolution de la puissance de la sonde lorsque celle-ci se propage dans la fibre et subit une atténuation Brillouin. Elles révèlent la distribution longitudinale de la puissance crête de la pompe B-OTDA. Lorsque la pompe FOPA est éteinte (trait fin),

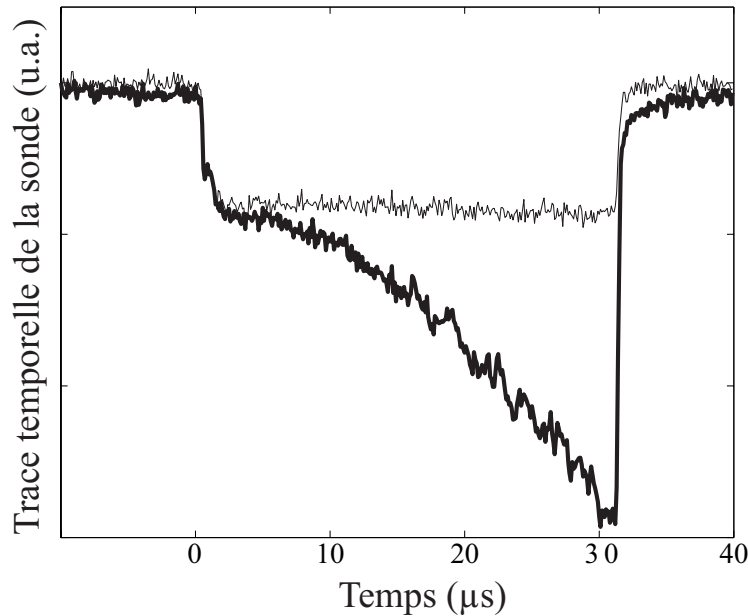


FIG. 3.5 – Trace oscilloscope de la sonde lorsque la pompe FOPA est allumée (trait épais) ou éteinte (trait fin)

la pompe B-OTDA ne subit que l'absorption de la fibre et l'atténuation Brillouin reste quasiment constante le long de la fibre. En revanche, lorsqu'on allume la pompe FOPA, la pompe B-OTDA est amplifiée le long de la fibre, et on observe que l'atténuation Brillouin subit par la sonde (trait épais) suit cette même tendance.

Une fois que la pompe B-OTDA et la sonde sont verrouillées en phase, il est possible de modifier très légèrement l'écart $\nu_A - \nu_B$ en réglant la fréquence du signal RF modulant la sonde. On peut ainsi balayer $\nu_A - \nu_B$ autour du décalage Brillouin $\Delta\nu_B$ et obtenir ainsi le spectre de l'atténuation Brillouin le long de la fibre. La largeur de raie des lasers DFB étant d'une centaine de kHz, il est en effet possible de résoudre le spectre de gain/atténuation Brillouin avec une bonne résolution. Pour l'expérience, la fréquence B-OTDA était balayée sur 160MHz autour de $\nu_A - \Delta\nu_B$ par pas de 10MHz. La figure 3.6(a) montre l'évolution typique du spectre d'atténuation Brillouin le long de la fibre DSF lorsque la pompe B-OTDA est amplifiée par la pompe FOPA. Le spectre obtenu à chaque pas de résolution longitudinal Δz est alors associée à une fonction lorentzienne [5] :

$$f_B(\nu) = C_{PA} \frac{\delta\nu^2}{(\nu - \Delta\nu_B)^2 + \delta\nu_{FWHM}^2} + C_{ref} \quad (3.4)$$

C_{PA} est le facteur d'atténuation Brillouin, proportionnel à la distribution de la puissance

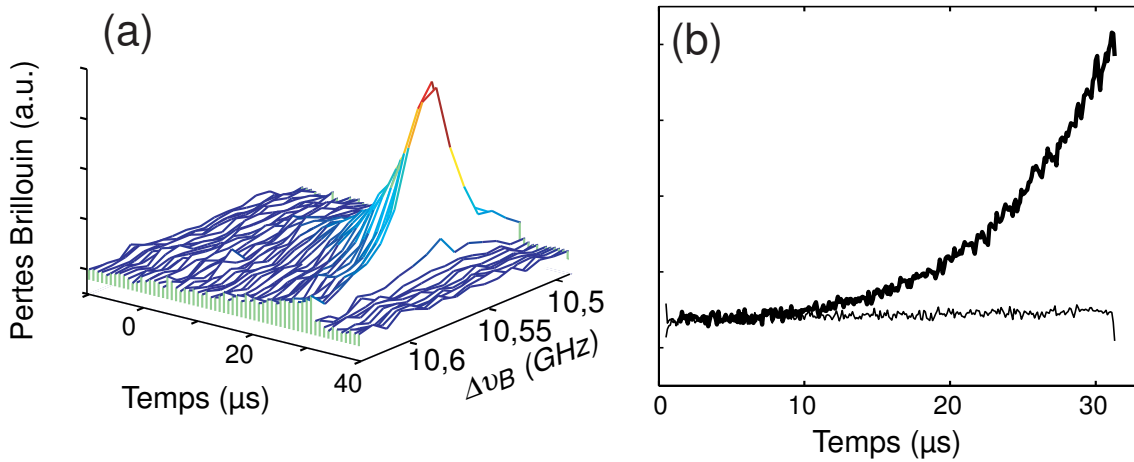


FIG. 3.6 – (a) Spectre d'atténuation Brillouin de la sonde. (b) Distribution de l'atténuation Brillouin de la sonde lorsque la pompe FOPA est allumée (trait épais) et éteinte (trait fin)

crête de la pompe B-OTDA $P_B(z)$. C_{ref} est le niveau continu du signal de sonde détecté après photo-détection. En utilisant l'équation (3.4), on en déduit le facteur d'atténuation Brillouin lorsque la pompe FOPA est allumée ou éteinte. Ces résultats sont représentés sur la figure 3.6(b), et l'on retrouve clairement l'amplification de la pompe B-OTDA lorsque la pompe FOPA est allumée. Pour obtenir le gain du FOPA sur la pompe B-OTDA, nous avons simplement divisé le facteur d'atténuation lorsque la pompe FOPA est allumée par celui obtenu lorsque la pompe FOPA est éteinte. Du fait que la polarisation du B-OTDA est brouillée, on suppose qu'en moyenne, la moitié de la puissance crête est amplifiée. A partir du facteur d'amplification $G_{PB}(z)$ trouvé, le véritable gain du FOPA est donc donné par : $G(z) = 2G_{PB}(z) - 1$. La longueur de battement dans une HNLF est de l'ordre de 10 mètres. On peut donc supposer que l'effet de la biréfringence est moyenné sur le pas de résolution Δz . Il est intrinsèquement pris en compte dans la valeur du coefficient non linéaire γ mesuré. Nous avons représenté sur la figure 3.7(a) les gains

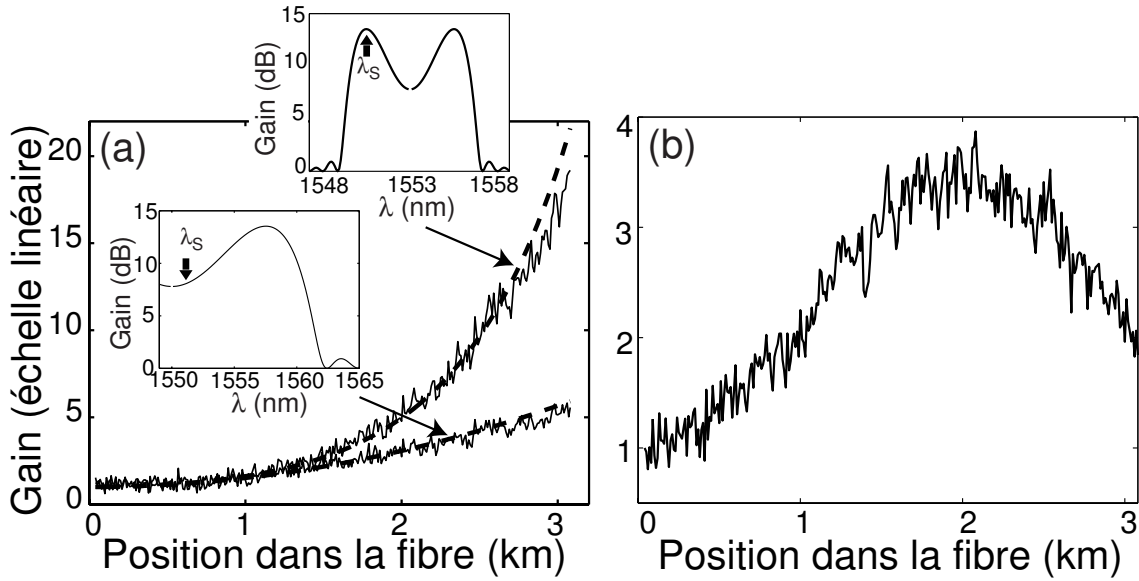


FIG. 3.7 – (a) Mesure distribuée du gain FOPA dans la DSF en régime parabolique et exponentiel. (b) Mesure distribuée du gain FOPA dans la DSF en régime de saturation.

FOPA en régime exponentiel et parabolique, obtenus en utilisant la fibre DSF. Pour se mettre dans ces différents régimes de gain, nous avons accordé la longueur d'onde de la pompe FOPA de façon à modifier le quasi-accord de phase désiré avec la pompe B-OTDA et son idler généré. Nous avons ainsi placé la longueur d'onde de la pompe FOPA à 1553.3nm pour obtenir l'accord de phase parfait ($\kappa = 0$) et une amplification exponentielle. En plaçant la pompe FOPA à 1550nm, on obtient un régime de gain parabolique (voir encarts de la figure 3.7(a)). La résolution longitudinale était fixée à 20 mètres (ce qui correspond à une largeur à mi-hauteur des impulsions de 200ns). Il n'était pas possible de mesurer directement la puissance crête de la pompe B-OTDA. Celle-ci était donc réglée de manière à obtenir une trace non saturée sur l'oscilloscope. En utilisant l'équation 3.3, nous avons cependant évalué la puissance crête de la pompe B-OTDA à environ 4mW. Nous avons reporté en tirets la courbe théorique donnée par l'équation (1.26) en faisant l'hypothèse qu'il n'y a aucune fluctuation de la longueur d'onde de dispersion nulle λ_0 et aucune déplétion de la pompe FOPA. On observe un bon accord entre les courbes théoriques et expérimentales. En régime exponentiel, on constate une légère diminution du gain expérimental par rapport au gain théorique en fin de fibre. Cette légère diminution est probablement liée à une saturation de l'amplificateur paramétrique. La figure 3.7(b) montre le comportement du FOPA lorsque le signal (en l'occurrence la pompe B-OTDA) sature le FOPA. Pour exalter la saturation, nous avons placé la pompe FOPA à une longueur d'onde de 1555nm. Le désaccord de phase devient alors négatif, et l'amplificateur sature alors pour des puissances de signal plus faibles [92]. Une discussion de l'impact du désaccord de phase sur la saturation du FOPA sera abordé dans le chapitre 4. Nous avons aussi augmenté la puissance crête de la pompe B-OTDA et allongé la durée de l'impulsion à 300ns. On observe que le gain du FOPA augmente jusqu'à une certaine côte (vers 2km) puis diminue ensuite. La pompe B-OTDA est ainsi amplifiée jusqu'à saturation du FOPA.

Le déphasage entre les ondes induit alors un transfert d'énergie inverse de la pompe B-OTDA et l'idler conjugué vers la pompe FOPA.

Nous avons ensuite réalisé la même expérience dans la fibre HNLF. La figure 3.8 représente la distribution longitudinale du gain paramétrique du FOPA dans les deux directions de propagation. La pompe était réglée proche du λ_0 de cette fibre, soit à 1553,3nm. Là encore, l'accord entre les courbes expérimentales et théoriques semble relativement bon. En

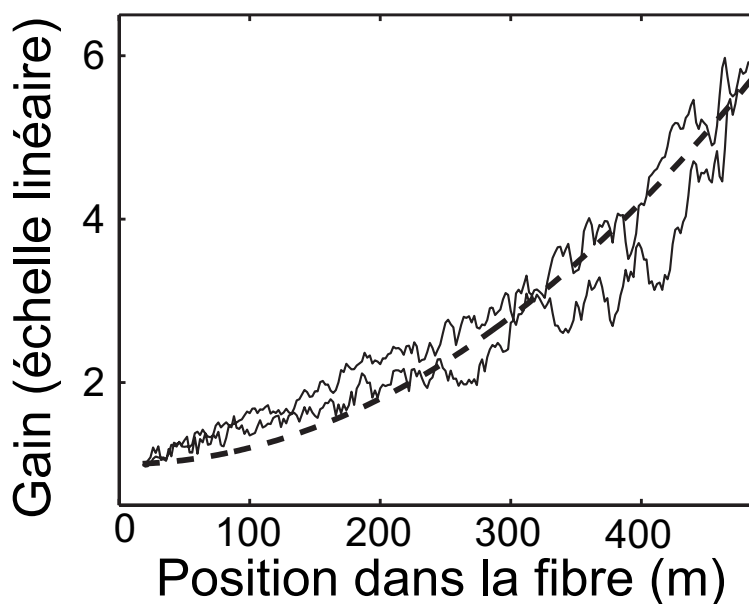


FIG. 3.8 – Mesures distribuées du gain FOPA dans les deux directions de propagation de la HNLF.

particulier, on observe qu'on retrouve le même gain en sortie de fibre, dans les deux sens de propagation. Récemment, il a été montré théoriquement que le gain paramétrique en sortie d'un FOPA est le même quelle que soit la direction de propagation des ondes dans la fibre et malgré les fluctuations de dispersion ou la biréfringence [112]. Les hypothèses pour observer ce comportement réciproque sont une faible atténuation, un effet Raman et une saturation négligeable. Par ailleurs, la polarisation relative des ondes est supposée identique dans les deux directions de propagation. Cette dernière hypothèse n'est pas clairement vérifiée dans notre expérience. En effet, les fibres n'étant pas à maintien de polarisation, les ondes ne restent pas parfaitement co-polarisées au cours de la propagation. On peut cependant expliquer le résultat obtenu de la manière suivante : la polarisation de l'onde pompe (FOPA) est contrôlée pour maximiser la transmission dans le modulateur de phase. Elle est donc toujours identique en entrée de fibre quelle que soit l'expérience. La polarisation de la pompe B-OTDA étant brouillée, l'état de polarisation du signal FOPA est donc connu le long de la fibre. Il y a donc seulement l'effet de la biréfringence sur la polarisation de la pompe qui demeure et qui n'a pas d'impact sur le gain en sortie. Bien que le gain en sortie soit identique, on observe aussi des fluctuations du gain à grande échelle (quelques dizaines de mètres), bien distinctes du bruit de mesure. Ces fluctuations peuvent être attribuées aux variations longitudinales du zéro de dispersion [29].

3.4 Vers la cartographie de la dispersion

Les résultats de la cartographie réalisée expérimentalement ont montré que le gain paramétrique local dépend de la dispersion locale. Il est donc a contrario envisageable de retrouver la fluctuation de la longueur d'onde de dispersion nulle à partir de la cartographie du gain paramétrique.

Différentes méthodes existent pour réaliser la cartographie de dispersion nulle [109, 29]. Une méthode réalisée au laboratoire consiste à utiliser un algorithme de problème inverse pour remonter à la fluctuation du ZDW à partir de différents spectres de gain paramétrique mesurés en sortie de fibre [29]. Cette méthode a cependant une incertitude intrinsèque. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, le gain paramétrique en sortie de fibre est le même dans les deux directions de propagation à condition que l'atténuation et/ou la contribution Raman soient négligeables [112]. Ainsi, les spectres mesurés sont les mêmes quel que soit le sens de propagation des ondes en interaction. Par conséquent, la courbe des fluctuations du ZDW ainsi résolue peut correspondre à l'inverse de la véritable courbe des fluctuations. Cette incertitude pourrait néanmoins être levée dans des fibres où l'absorption est plus forte (cas des PCFs par exemple) ou bien lorsque l'effet Raman est exalté (avec l'utilisation d'une pompe FOPA de forte puissance). La méthode proposée ici repose sur les courbes d'évolution longitudinale du gain paramétrique obtenues par la cartographie B-OTDA présentée plus haut. Elle ne nécessite aucun algorithme de problème inverse.

Nous exposons dans ce paragraphe les outils théoriques qui nous permettent d'y parvenir puis discutons des moyens à mettre en œuvre pour réaliser une véritable cartographie en temps réel de la longueur d'onde de dispersion nulle.

3.4.1 Principe

3.4.1.1 Théorie

Dans tout amplificateur paramétrique, le gain local sur le signal dépend de l'accord de phase avec la (les) pompe(s) et l'idler. Une légère déplétion de (des) pompe(s) et/ou une modification de la dispersion dans la fibre peuvent alors conduire à une variation de l'accord de phase et à une variation du gain paramétrique. Une manière d'étudier cette variation consiste à poser $E_k = \sqrt{P_k} e^{j\Phi_k}$ ($k = P, S, I$) dans les équations (1.21), avec P_k et Φ_k la puissance et la phase de l'onde k . On obtient alors les équations aux puissances

couplées suivantes [92] :

$$\frac{dP_P}{dz} = -\alpha P_P - 4\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \quad (3.5)$$

$$\frac{dP_S}{dz} = -\alpha P_S + 2\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \quad (3.6)$$

$$\frac{dP_I}{dz} = -\alpha P_I + 2\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \quad (3.7)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta_L + \gamma(2P_P - P_S - P_I) + \gamma \left[\left(\frac{P_P^2 P_I}{P_S} \right)^{1/2} + \left(\frac{P_P^2 P_S}{P_I} \right)^{1/2} - 4\sqrt{P_S P_I} \right] \cos(\theta) \quad (3.8)$$

avec $\theta(z) = \int \Delta\beta_L dz + \Phi_S(z) + \Phi_I(z) - 2\Phi_P(z)$ le désaccord de phase entre les ondes en interaction. Pour un amplificateur insensible à la phase, la génération de l'idler en début de fibre impose $\theta(0) = \frac{\pi}{2}$. Ces équations montrent comment le désaccord de phase θ intervient dans l'efficacité du transfert de l'énergie de la pompe vers le signal et l'idler. Dans le cas théorique où la pompe n'est pas déplétée, la ZDW demeure constante et les ondes sont accordées en phase ($\kappa = 0$), θ demeure constant et le signal subit une amplification exponentielle. L'équation (3.8) montre que θ fluctue lorsque la pompe est déplétée, ou bien lorsque le désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L$ varie. L'incidence de la saturation sera discutée plus en détail au chapitre 4. $\Delta\beta_L$ dépend de la dispersion, il est donc intéressant de cartographier la dispersion à partir de la mesure du gain et indirectement de κ .

La cartographie du gain paramétrique nous donne la mesure distribuée $P_S(z)$ le long de la fibre avec une précision Δz . On en déduit alors directement les distributions $P_I(z)$ et $P_P(z)$:

$$\begin{aligned} P_I(z) &= P_S(z) - P_S(0)e^{-\alpha z} \\ P_P(z) &= P_P(0)e^{-\alpha z} - 2 [P_S(z) - P_I(0)e^{-\alpha z}] \end{aligned}$$

Il est alors possible d'en déduire θ :

$$\theta = \arcsin \left(\frac{\frac{dP_S}{dz} + \alpha P_S(z)}{2\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I}} \right) \quad (3.9)$$

L'équation (3.8) permet alors de trouver directement la valeur du désaccord de phase cumulée jusqu'à la côte z ($\int \Delta\beta_L dz$), à partir de laquelle nous pourrions en déduire la variation longitudinale de la dispersion. L'équation (3.9) montre cependant la difficulté à déterminer θ à partir des mesures expérimentales. En effet, θ et $\pi - \theta$ pouvant conduire à la même valeur du sinus, une incertitude proportionnelle à $1/\cos(\theta)$ persiste sur θ tout au long de la fibre. Cette incertitude se reporte sur celle du désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L$. Remarquons que l'incertitude la plus grande correspond au régime exponentiel, puisqu'on a alors $\theta(z) = \pi/2$ tout au long de la fibre. Lorsque le FOPA n'est pas en régime exponentiel, le désaccord de phase varie avec z et θ s'écarte de $\pi/2$. Cependant pour une grande longueur de fibre, une forte puissance de pompe ou un fort coefficient non linéaire, θ peut être à nouveau proche de $\pi/2$. L'incertitude sur θ fluctue ainsi le long de la fibre. Pour réduire cette incertitude, nous proposons une méthode basée sur la mesure distribuée du gain paramétrique dans les deux sens de propagation de la fibre.

3.4.1.2 Méthode pour réduire l'incertitude sur $\Delta\beta_L$

La méthode exposée ici est basée sur deux constats :

1) Pour un FOPA insensible à la phase, la valeur de $\theta(0)$ est connue en entrée de fibre et vaut $\frac{\pi}{2}$. Par ailleurs, l'équation (3.8) montre que l'évolution de θ dépend du signe de l'accord de phase $\kappa = \Delta\beta_L + \gamma 2P_P$. Ce terme est positif lorsque le signal est placé entre la pompe et les deux longueurs d'ondes du régime exponentiel. θ peut donc ainsi être résolu en tout début de fibre.

2) $\theta(z)$ est différent suivant le sens de propagation dans lequel il est mesuré. Cependant $\Delta\beta_L(z)$, qui ne dépend que des conditions locales de dispersion et des positions relatives du signal et de la pompe, doit être le même dans les deux directions de propagation de la fibre. Ainsi, suivant le sens de propagation des ondes, le désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L(z)$ obtenu à partir de $\theta(z)$ est associé à une incertitude différente.

L'idée consiste donc à trouver les valeurs successives de $\theta(z)$ à partir de sa valeur initiale et de son évolution initiale qui sont connues. Sur les premiers pas de résolution, nous allons donc imposer à $\theta(z)$ de varier suivant le signe de l'accord de phase théorique κ . Ensuite, on choisit à chaque pas $\theta(z)$ ou $\pi - \theta(z)$ en fonction de la valeur qui prolonge le mieux l'évolution du désaccord de phase linéaire par continuité. On en déduit ainsi $\Delta\beta_L(z)$ dans les deux directions de propagation. On prend alors la moyenne de ces deux valeurs pondérées par $\cos(\theta)$.

3.4.1.3 Extraction des coefficients de dispersion β_2 , β_3 et β_4

Soit λ_0 la longueur d'onde moyenne de dispersion nulle (ZDW) donnée par le constructeur. Nous nous proposons ici d'extraire, à partir de $\Delta\beta_L(z)$, les coefficients de dispersion $\beta_2(z)$, $\beta_3(z)$ et $\beta_4(z)$ à la longueur d'onde λ_0 . On rappelle :

$$\Delta\beta_L(z) = \beta_2(z)\Delta\omega_S^2 + \beta_3(z)\Delta\omega_P\Delta\omega_S^2 + \beta_4(z)\Delta\omega_S^2\left(\frac{\Delta\omega_P^2}{2} + \frac{\Delta\omega_S^2}{12}\right) \quad (3.10)$$

avec $\Delta\omega_P = \omega_P - \omega_0$ le décalage en pulsation entre la pompe et la ZDW de la fibre donnée par le constructeur, et $\Delta\omega_S$ le décalage en pulsation entre la position de la pompe et celle du signal. Puisqu'il y a trois inconnus à résoudre, il est nécessaire d'avoir des mesures distribuées de la puissance du signal avec trois positions différentes du signal et/ou de la pompe. Notons que pour réduire l'incertitude sur $\Delta\beta_L$, il faut disposer de mesures dans les deux sens de propagation de la fibre. Au total, la méthode nécessite 6 mesures distribuées de puissance du signal amplifié le long de la fibre. Nous obtenons alors trois évolutions distinctes du déphasage non linéaire $\Delta\beta_L^1$, $\Delta\beta_L^2$ et $\Delta\beta_L^3$. Nous sommes alors ramené au système linéaire suivant :

$$A \begin{pmatrix} \beta_2 \\ \beta_3 \\ \beta_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\beta_L^1 \\ \Delta\beta_L^2 \\ \Delta\beta_L^3 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

avec A la matrice des coefficients du système d'équations linéaires. Les coefficients sont données par l'équation (3.10).

Notons que si β_3 et β_4 sont connus, une mesure distribuée dans les deux sens de propagation de la fibre suffit pour retrouver la distribution de la dispersion à la longueur d'onde moyenne de dispersion nulle.

3.4.2 Simulation numérique

3.4.2.1 Cas sans bruit de mesure

Pour vérifier la théorie, nous avons réalisé une série de simulations numériques. La fibre considérée est une HNLF de 490 mètres, avec un coefficient non linéaire γ de $11,2W^{-1}km^{-1}$. Nous avons généré aléatoirement une courbe longitudinale de la fluctuation de la dispersion représentée sur la figure 3.9(a). La longueur d'onde moyenne de dispersion nulle est $1550,1nm$, et les fluctuations ont une amplitudes de $4nm$ sur la longueur de la fibre. La pente de dispersion β_3 vaut $5,2 \times 10^{-41}s^3/m$ tandis que la courbure de dispersion β_4 vaut $-2 \times 10^{-55}s^4/m$. L'absorption de la fibre, fixée à $0,2dB/km$, est aussi prise en compte. Les puissances de la pompe FOPA et du signal sont fixées respec-

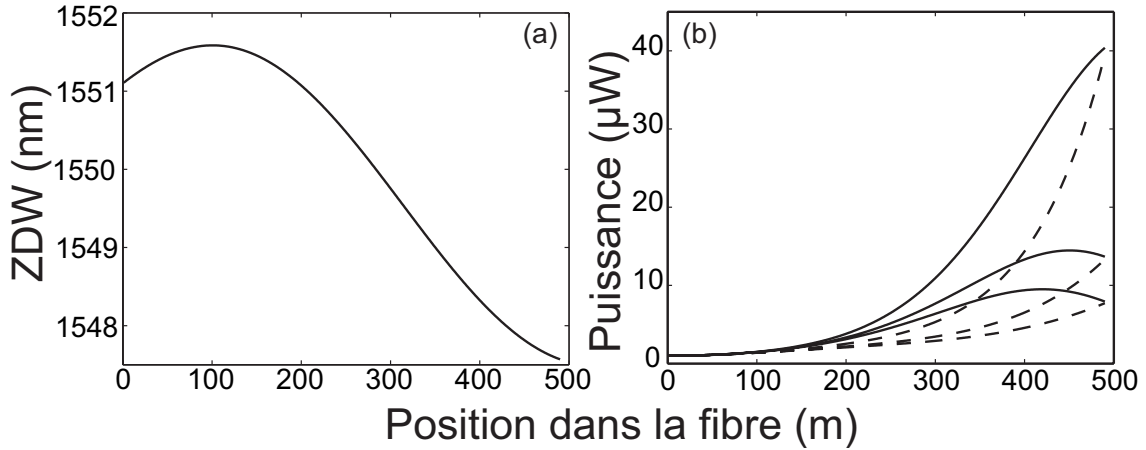


FIG. 3.9 – (a) Distribution longitudinale de la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW). (b) Distributions longitudinales de l'amplification paramétrique du signal, lorsque la fibre est utilisée dans la direction de la figure (a)(trait continu) ou dans la direction opposée (tirets). Le détail des trois conditions expérimentales distinctes est donné dans le texte.

tivement à $600mW$ et $1\mu W$. Nous avons vu que pour cartographier le gain paramétrique par analyse Brillouin dans le domaine temporel (B-OTDA), il est plus pratique de fixer la longueur d'onde λ_S du signal et de faire varier la longueur d'onde λ_P de la pompe. Nous avons ainsi choisi λ_S à $1540,1nm$ et avons considéré trois valeurs distinctes pour λ_P : $1551,1nm$, $1549,6nm$ et $1550,1nm$. Par intégration numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE), nous avons simulé la distribution de la puissance du signal

dans chacun des trois cas. Notons que la contribution de l'effet Raman a été négligée. La figure 3.9(b) représente les distributions obtenues. La résolution longitudinale est de 1 mètre. Les courbes tirets montrent les distributions obtenues lorsque la fibre est inversée. On observe dans chacun des trois cas, que le gain paramétrique en sortie du FOPA est le même quel que soit le sens de propagation des ondes dans la fibre. Cependant, l'évolution du gain paramétrique à l'intérieur de la fibre est différente selon le sens de propagation et reflète les fluctuations de la ZDW.

A partir de ces mesures obtenues par simulation numérique, nous cherchons à remonter aux fluctuations longitudinales de la dispersion. Considérons tout d'abord que β_3 et β_4 sont connus. On suppose aussi que la ZDW est connue. On peut alors déduire β_2 (à 1550,1nm) directement de chacune des différentes mesures, en résolvant l'évolution du désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L$ correspondant. Les résultats sont reportés sur la figure 3.10(a). On obtient pour chaque cas une courbe de fluctuations longitudinales de la dispersion très proche de celle initiale. On vérifie en effet sur la figure 3.10(b) que l'erreur est du même ordre de grandeur dans les trois cas. Nous avons ici défini l'erreur au sens de la distance de la valeur trouvée à la valeur initiale de β_2 ($|\beta_2^{\text{initial}}(z) - \beta_2^{\text{trouvé}}(z)|$). L'erreur sur β_2 est directement proportionnelle à celle sur $\Delta\beta_L$, puisqu'il y a une relation linéaire évidente entre ces deux variables.

Notons bien qu'il n'y a aucun bruit de mesure sur les distributions de puissance des signaux à partir desquels nous retrouvons les désaccords de phase $\Delta\beta_L^i$. L'erreur est donc purement numérique.

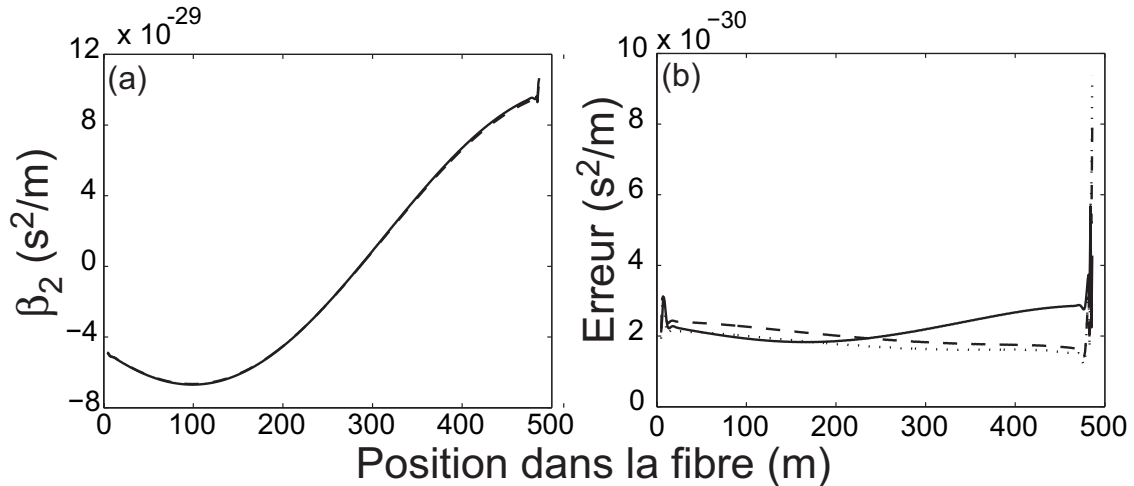


FIG. 3.10 – (a) Distributions longitudinales de la dispersion β_2 trouvée indépendamment pour chacune des positions de la pompe FOPA. (b) Erreur entre la dispersion trouvée (pour chaque valeur de λ_P) et la dispersion initiale en fonction de la position dans la fibre.

Supposons maintenant qu'on ne dispose d'aucune information sur la fibre. Il nous faut alors résoudre β_2 , β_3 et β_4 simultanément. Rappelons qu'avec la distribution du gain

paramétrique du signal dans les deux sens de propagation de la fibre amplificatrice pour chacun des trois positions de la pompe, nous disposons de la connaissance des trois $\Delta\beta_L(z)$ distincts à chaque côte z . Nous sommes alors ramené à un système non dégénéré de trois équations à trois inconnus, comme mentionné au chapitre précédent, qu'il est donc possible de résoudre. La figure 3.11 montre les distributions de β_2 , β_3 et β_4 ainsi obtenues. Les

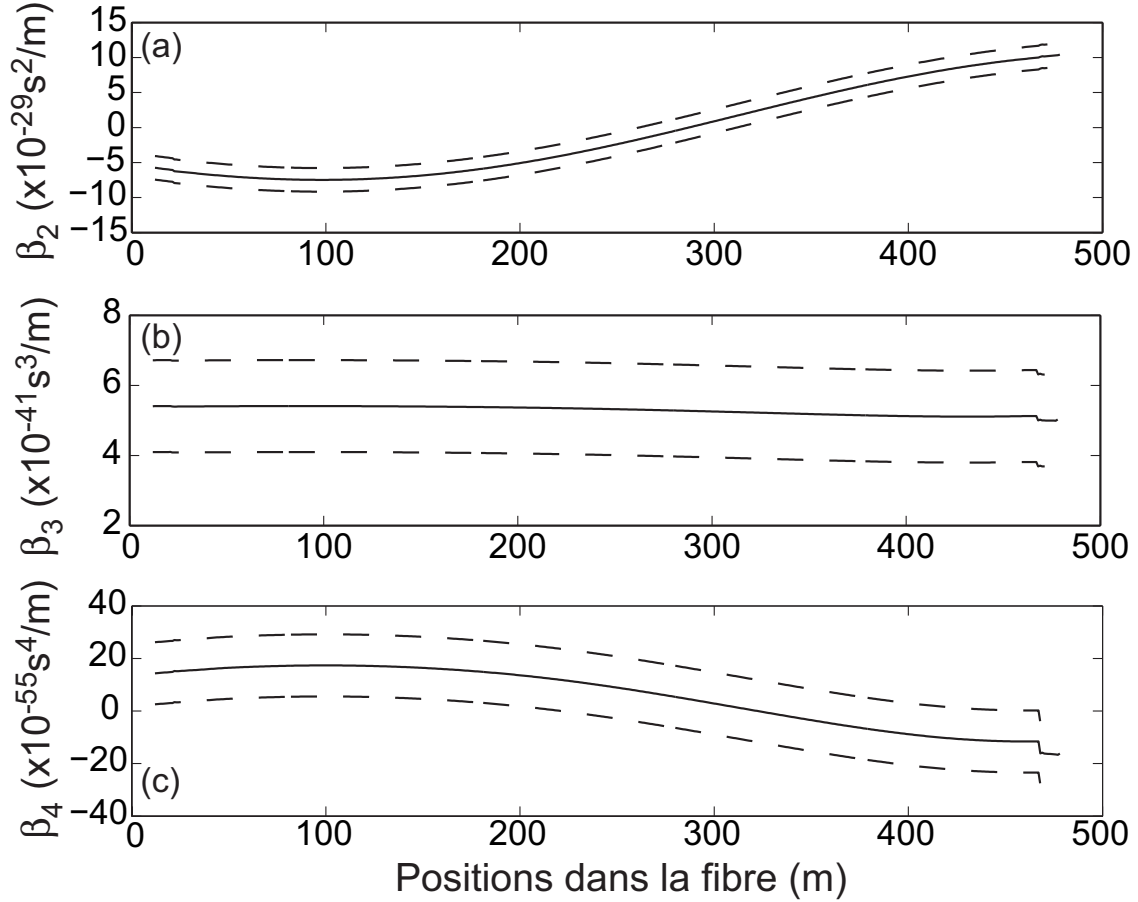


FIG. 3.11 – (a) Distribution longitudinale de β_2 , (b) β_3 et (c) β_4 avec leurs incertitudes numériques associées.

résultats obtenus ne sont plus aussi précis que dans le cas précédent. En particulier, nous constatons que les distributions de β_3 et β_4 trouvées ne sont plus constantes. Par ailleurs, β_4 varie sur une plage d'un ordre de magnitude de plus que sa valeur initiale. Nous avons aussi vérifié que la distribution de la dispersion β_2 à 1550, 1nm est sensiblement différente de la distribution de départ. Ainsi, bien que l'erreur sur $\Delta\beta_L$ soit relativement faible, on constate que des erreurs bien plus grandes sont répercutées sur les paramètres β_2 , β_3 et β_4 . Comme tout problème de régression linéaire multiple, il est possible de déterminer l'incertitude sur chacun des trois paramètres à partir de l'erreur $\sigma(z) = |\Delta\beta_L^{\text{initial}}(z) - \Delta\beta_L^i(z)|$ sur les différents désaccords de phase mesurés [113]. L'incertitude sur β_i est alors donnée par les coefficients diagonaux $(i-1, i-1)$ de la matrice :

$$\sigma(z)\sqrt{(AA^t)^{-1}}$$

Ces bandes d'incertitude ont été reportées sur les figures 3.11(a),(b) et (c). Nous observons en particulier que l'incertitude sur β_4 est du même ordre de grandeur que la valeur trouvée. On comprend alors que pour réduire l'incertitude sur les différents paramètres, il faut trouver les coefficients de A qui minimisent l'incertitude. Cela revient physiquement à se placer dans des conditions expérimentales où chacun des coefficients β_2 , β_3 et β_4 joue un rôle important pour déterminer le gain du signal.

Une autre solution consiste, comme dans tout problème de régression linéaire, à augmenter le nombre de mesures de $\Delta\beta_L^i$, ou en d'autres termes mesurer la distribution de la puissance du signal amplifié pour plus de valeurs de λ_P et λ_S .

3.4.2.2 Cas avec bruit de mesure

Nous avons montré au paragraphe précédent qu'une légère incertitude sur la mesure de $\Delta\beta_L$ peut conduire à des incertitudes relatives plus grandes sur les valeurs de β_2 , β_3 et β_4 . Il est donc important de prendre en compte les bruits de mesure, inévitables expérimentalement, et d'étudier leurs impacts sur l'incertitude liée à $\Delta\beta_L$.

Dans cette partie, nous nous intéressons uniquement au problème de retrouver le désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L$. Nous ne considérons que le premier cas expérimental, avec $\lambda_S = 1540,1nm$ et $\lambda_P = 1551,1nm$. Nous supposons que la sonde est entachée d'un bruit aléatoire représentant 1% de sa puissance (cela équivaut à un rapport signal à bruit de 20dB). La figure 3.12(a) montre les distributions de puissance du signal dans les deux sens de propagation de la fibre. Les paramètres de puissances pompe et signal, ainsi que les paramètres de dispersion et non linéarité de la fibre sont les mêmes que ceux du paragraphe précédent. A partir de l'équation (3.9), nous avons essayé d'obtenir le désaccord de phase dans chacun des sens de propagation de la fibre. La figure 3.12(b) représente en traits tirets et pointillés les désaccords de phase ainsi obtenus. Les résultats divergent du véritable $\Delta\beta_L$, qui est aussi représenté en trait continu. L'erreur est de deux ordres de magnitudes. Le $\Delta\beta_L$ calculé à partir de ceux obtenus dans les deux sens de propagation de la fibre est aussi représenté en point tiret. On constate que ce désaccord de phase demeure aussi erroné.

Rappelons que l'accord de phase entre les ondes à la côte z de la fibre impose l'évolution locale du gain paramétrique. A l'inverse, si le gain paramétrique local mesuré est légèrement erroné, l'accord de phase retrouvé peut très largement diverger du véritable accord de phase. Ces résultats montrent qu'il est très difficile de retrouver la cartographie de la dispersion de la fibre à partir de la mesure distribuée de la puissance de signal amplifié dans un FOPA. Nous n'avons en effet pas été en mesure de retrouver l'évolution longitudinale de la dispersion de la fibre à partir des données expérimentales. Plusieurs améliorations seraient nécessaires pour y parvenir. Expérimentalement, il faut s'assurer d'avoir un rapport signal sur bruit de la sonde très grand. Par ailleurs, de nouveaux outils de traitement numérique doivent être élaborés pour traiter le bruit de mesure. Toute

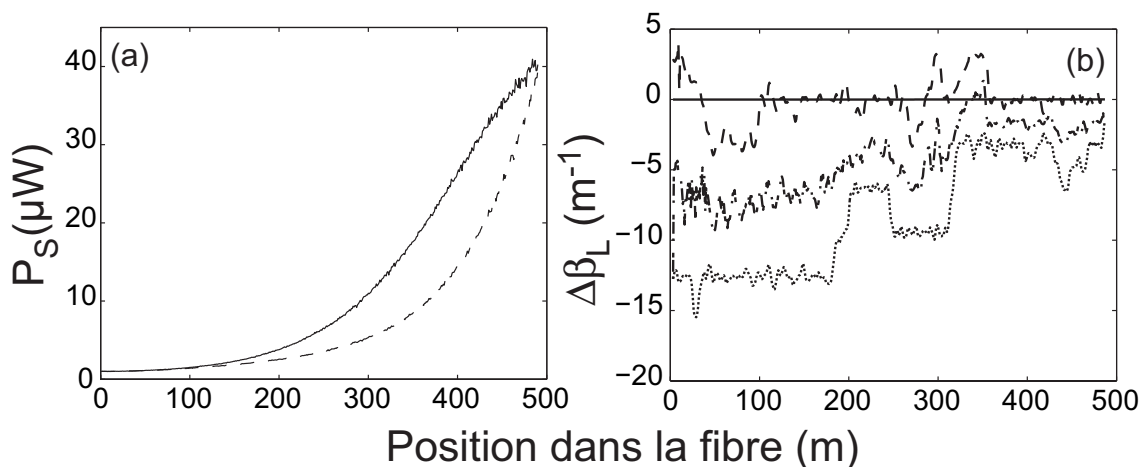


FIG. 3.12 – (a) Distribution longitudinale de la puissance du signal P_S dans les deux sens de propagation de la fibre (trait continu et tirets). (b) $\Delta\beta_L$ calculé à partir de la distribution longitudinale de P_S dans un sens de propagation (tirets), ou dans le sens inverse (pointillés), et en utilisant les deux sens de propagation (point tirets). La courbe continue représente le vrai $\Delta\beta_L$ à résoudre.

la difficulté est de pouvoir distinguer les fluctuations à petite échelle caractéristiques du bruit de mesure, des fluctuations à grande échelle qui caractérisent des variations locales de la dispersion.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté ce qui est à notre connaissance la première mesure expérimentale non destructive de la distribution du gain d'un amplificateur paramétrique à fibre optique (FOPA).

Ces travaux ont été le fruit d'une collaboration avec l'école polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL) et sont aussi illustrés dans la thèse de Dario Alasia [108]. Le schéma expérimental repose sur l'analyse Brillouin de signal dans le domaine temporel (B-OTDA). Nous avons montré qu'il est essentiel de choisir la pompe B-OTDA comme signal pour l'amplificateur paramétrique sur fibre optique. En effet, la mesure ne doit apporter aucune perturbation à l'accord de phase entre la pompe FOPA, le signal du FOPA et l'idler généré.

Le contrôle précis de l'écart en fréquence entre la pompe B-OTDA et la sonde est réalisé grâce à la technique de verrouillage par injection optique. Cette technique a été largement développée à l'EPFL et permet de disposer à la fois d'une sonde et d'une pompe B-OTDA avec un rapport signal sur bruit correct.

Nous avons alors étudié différentes dynamiques du gain des amplificateurs paramé-

triques à une pompe dégénérée. Nous avons en particulier illustré le régime exponentiel et le régime parabolique du gain paramétrique dans une fibre DSF. Nous avons aussi étudié le FOPA en régime de saturation et avons observé expérimentalement le changement du transfert d'énergie entre la pompe et le signal. Nous avons réalisé des mesures dans les deux sens de propagation de la fibre et avons observé expérimentalement la réciprocity du gain d'un FOPA : lorsque les effets dissipatifs (absorption, diffusion Raman et Brillouin) peuvent être négligés, le gain d'un FOPA insensible à la phase est le même quel que soit le sens de propagation des ondes dans la fibre. A l'intérieur de la fibre, cependant, le gain paramétrique peut avoir une évolution différente suivant le sens de propagation des ondes. Cette différence est la signature des fluctuations de la dispersion le long de la fibre.

Nous avons donc tenté dans la seconde partie de ce chapitre de retrouver la cartographie de la dispersion de la fibre amplificatrice. Nous avons montré qu'il est théoriquement possible de retrouver l'accord de phase à partir de la distribution de la puissance du signal le long de la fibre. Le modèle prend en compte l'absorption mais néglige la contribution Raman. Nous avons aussi démontré que plus le FOPA est proche du régime exponentiel, plus l'incertitude sur le désaccord de phase (et par conséquent celle sur les coefficients de dispersion) est grand.

Nous avons alors proposé une méthode de cartographie des coefficients de dispersion β_2 , β_3 et β_4 . La méthode repose sur une mesure distribuée de la puissance du signal amplifié dans les deux sens de la fibre amplificatrice. Elle nécessite aussi de réaliser ces mesures pour au moins trois valeurs différentes des longueurs d'ondes pompe et/ou signal. Un travail complémentaire est nécessaire pour trouver les conditions expérimentales optimales minimisant l'incertitude sur β_2 , β_3 et β_4 . Nous avons enfin montré qu'un léger bruit de mesure sur la distribution de puissance du signal amplifié rend la cartographie de la dispersion très difficile. Il est donc nécessaire d'une part d'augmenter le rapport signal sur bruit de la sonde. D'autre part, des nouveaux outils de traitement numérique de la distribution du gain paramétrique doivent être développés. Ces améliorations permettront de disposer d'une méthode rapide de cartographie de la dispersion des fibres optiques.

Chapitre 4

Amplification paramétrique d'un signal dans une boucle de réplication

4.1 Cadre de l'étude

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés au cours d'un contrat avec le Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA/CESTA), et en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (Phlam) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille. Ils s'inscrivent dans le cadre du projet de recherche sur un concept d'échantillonnage Monocoup Ultra Large-bande Optique (MULO) initié au CEA/CESTA dans le but d'analyser temporellement l'impulsion du laser Mégajoule. Il consiste à étudier si l'amplificateur Ytterbium actuellement utilisé dans la boucle de réplication peut être remplacé par un amplificateur paramétrique à fibre afin d'améliorer la qualité des répliques nécessaires à l'échantillonnage de l'impulsion. Dans un premier temps, nous détaillerons le concept d'échantillonnage MULO, puis nous rappellerons le cahier des charges de l'étude réalisé.

4.1.1 Présentation du projet d'échantillonnage Monocoup Ultra Large-bande Optique (MULO)

Le projet consiste à élaborer un oscilloscope tout optique capable de récupérer le profil temporel d'un unique signal impulsionnel. Un schéma de principe est représenté sur la figure 4.2. Le signal est dans un premier temps répliqué à intervalle régulier T . A l'aide d'un peigne d'impulsions « témoins » de très courtes durées et de période de répétition $T + \Delta t$, les répliques successives sont échantillonnées à différents instants par interaction non linéaire χ_2 dans un cristal de niobate de lithium, ce qui permet de reconstituer le profil du signal impulsionnel unique que l'on cherche à analyser. Le projet vise un taux

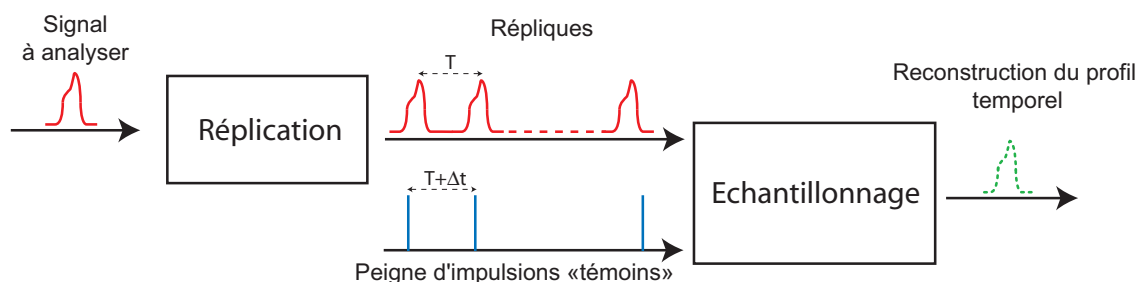


FIG. 4.1 – Schéma de principe de l'échantillonnage MULO.

d'échantillonnage de 300GHz à 1THz et une dynamique de codage de 8 bits. Afin de conserver la même amplitude à chaque réplique, il est nécessaire d'utiliser un amplificateur optique dans la boucle. Une première version expérimentale de la boucle de réplication a déjà été démontrée expérimentalement. Celle-ci intégrait un amplificateur terre rare Ytterbium. L'objectif des travaux de ce chapitre consiste donc à étudier numériquement les avantages potentiels d'utiliser un amplificateur paramétrique à la place de l'amplificateur Ytterbium.

4.1.2 Cahier des charges de l'amplificateur paramétrique

La figure 4.2 décrit la boucle de réplication. Le signal en entrée s_0 est injecté dans un

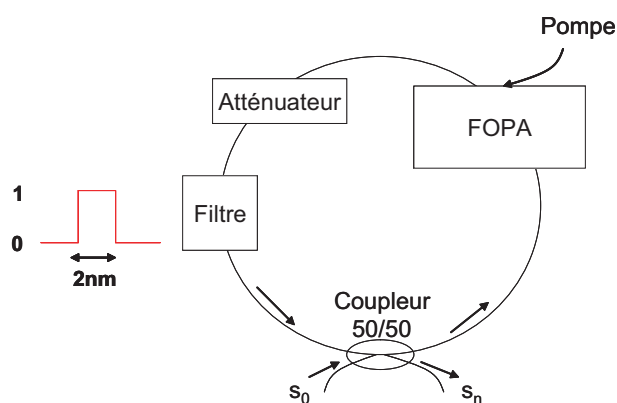


FIG. 4.2 – Schéma de la boucle de réplication.

coupleur directionnel 2x2 équilibré (coefficient de couplage $k=0,5$). Le signal récupéré en sortie sur un des bras du coupleur sera alors échantillonné/détecté, tandis que celui issu de l'autre bras est propagé dans la boucle, créant ainsi une réplique temporelle à condition que le temps de parcours dans la boucle soit supérieur à la durée de l'impulsion. L'amplificateur paramétrique doit donc permettre de compenser les pertes de la boucle liées au coupleur et à une éventuelle absorption. La boucle intègre aussi un filtre centré autour du signal et de largeur 2nm, ainsi qu'un atténuateur variable permettant un meilleur contrôle

du gain de boucle. Nous avons considéré dans cette étude que le filtre est « idéal », c'est à dire parfaitement transparent dans sa bande de filtrage et opaque en dehors.

La configuration d'amplificateur paramétrique étudiée est la plus simple, de type dégénérée avec une pompe unique. La pompe et le signal sont supposés avoir des polarisations linéaires et parallèles. Le schéma d'amplification est réalisé dans un mode dit « insensible à la phase ». Elle doit permettre la réplique d'impulsions laser avec une dégradation du rapport signal sur bruit minimale, si la pompe de l'amplificateur est peu bruitée et stable.

Les spécifications sont pour certaines imposées et pour d'autres à déterminer de manière optimale et paramétrée :

Le signal à répliquer a une longueur d'onde centrale $\nu_s = 1053nm$ et une largeur spectrale $\Delta\lambda_S = 0$ à $3nm$. Il s'agit d'un signal impulsionnel, dont la puissance crête P_e est comprise entre 1 et 100mW, et la durée T_S entre 50ps et 50ns.

Remarque : Les simulations de boucle présentées dans ce chapitre ont nécessité un grand temps de calcul. Aussi avons-nous considéré le signal comme continu sur une durée très courte de l'ordre de la durée d'échantillonnage ($\approx 1ps$).

Pour la pompe, en entrée de la fibre amplificatrice (FOPA), la puissance crête P est de l'ordre du watt. La pompe doit délivrer une puissance constante sur une durée T de 1 à 100ns environ, conduisant à une longueur de tronçon de fibre amplificatrice $L < 100m$. Les paramètres de puissance de pompe et de longueur de fibre nécessitent cependant un dimensionnement qui est fonction des propriétés des fibres disponibles pour réaliser l'amplificateur paramétrique. Notons aussi que les pertes de la fibre seront négligées.

4.2 Dimensionnement de l'amplificateur paramétrique

Le but de cette partie est de donner des règles permettant de dimensionner l'amplificateur paramétrique d'un point de vue statique. Il s'agit donc de trouver les caractéristiques de *dispersion*, de *coefficient non linéaire* et de *longueur* de fibre, ainsi que la *puissance* et la *position spectrale* de la pompe permettant d'atteindre les performances visées par le cahier des charges. Après l'étude de l'impact de ces paramètres, nous donnerons des règles permettant de dimensionner un amplificateur paramétrique pour la boucle de réplique.

4.2.1 Impact de l'accord de phase

Dans ce paragraphe, nous étudions l'impact des propriétés de dispersion et de non linéarité de la fibre, ainsi que la position spectrale et la puissance la pompe, sur les performances de l'amplificateur paramétrique à fibre optique.

4.2.1.1 Régime linéaire

Un amplificateur fonctionne en régime linéaire lorsque le gain est indépendant de l'intensité du signal injecté en entrée. Pour un amplificateur paramétrique à fibre optique, ce régime est préservé tant que la déplétion de la pompe peut être négligée. Les expressions classiques du gain paramétrique (Eq. 1.26) s'appliquent. A longueur de fibre fixée, la valeur du gain dépend alors des déphasages linéaire et non linéaire entre les ondes pompe, signal et idler. Pour mettre en lumière leur impact relatif, la figure 4.3(a) représente les lignes de niveau du gain paramétrique en fonction des variables γP et $\Delta\beta_L$. Ainsi, pour

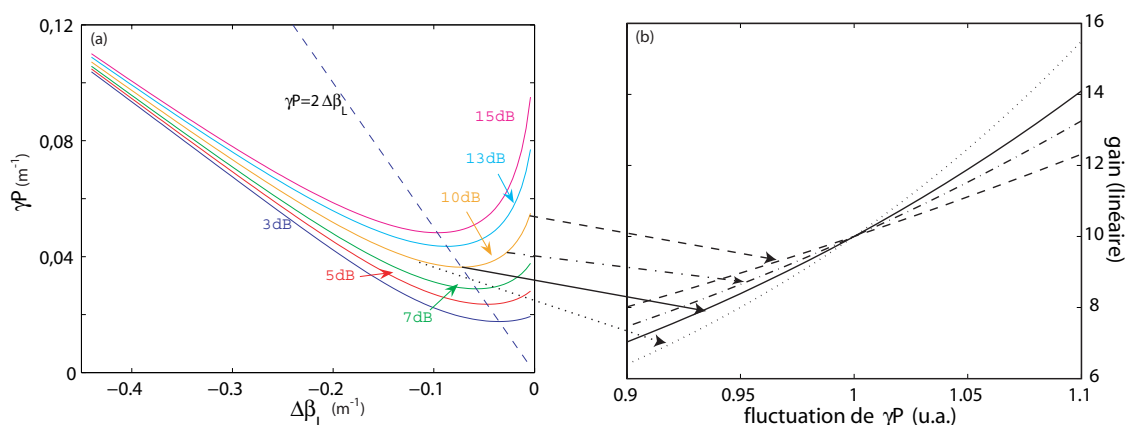


FIG. 4.3 – (a) Lignes de niveau du gain paramétrique en fonction du déphasage linéaire (abscisses) et non linéaire (ordonnées). longueur de fibre : 50m. (b) Fluctuations du gain paramétrique en fonction des fluctuations de la puissance de pompe.

une fibre donnée, ce graphique permet de lire directement la puissance et la position spectrale de la pompe nécessaire pour atteindre le gain voulu. On remarque en particulier que le minimum de puissance nécessaire pour avoir le gain désiré est atteint lorsque $2\gamma P = -\Delta\beta_L$, soit lorsque l'accord de phase est parfait. On retrouve alors le régime exponentiel de gain paramétrique, où le transfert d'énergie de la pompe vers le signal est le plus efficace. Notons cependant que ce régime est plus sensible aux fluctuations d'intensité de la pompe que celui obtenu avec une plus faible dispersion linéaire. En effet, la figure 4.3(b) montre le gain du signal en fonction de la puissance normalisée pour différentes conditions d'accord de phase permettant d'obtenir un gain de 10dB. Ces résultats mettent en évidence que plus le déphasage linéaire est grand (en valeur absolue), moins le signal est sensible aux fluctuations d'intensité de la pompe. Ainsi, lorsque la

puissance de pompe fluctue sur 10 pour cent, la fluctuation du gain est de 21 pour cent en régime de gain parabolique ($\Delta\beta_L \approx 0, \kappa > 0$), et augmente à 35 pour cent en régime de gain exponentiel. Un compromis doit donc être trouvé entre une puissance de pompe faible et un régime de gain faiblement sensible aux fluctuations d'intensité de pompe. Enfin, le fait d'augmenter la longueur de fibre permet aussi de relaxer les contraintes sur

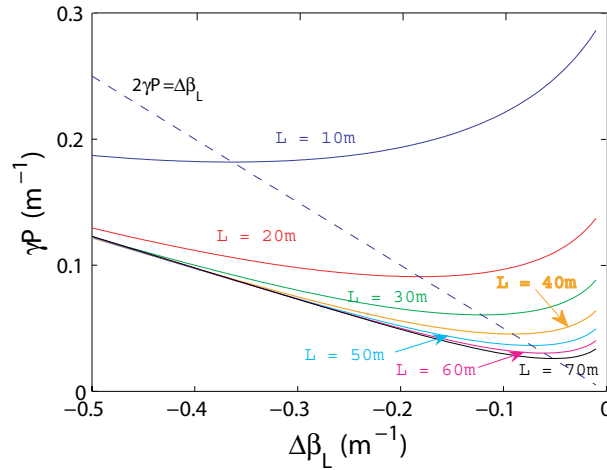


FIG. 4.4 – Lignes de niveau du gain paramétrique en fonction du désaccord de phase linéaire (abscisses) et non linéaire (ordonnées) pour différentes longueurs de fibre. Gain = 10dB.

la puissance de pompe. Ainsi, la figure 4.4 montre, pour différentes longueurs de fibre, le déphasage linéaire et non linéaire nécessaire pour atteindre un gain de 10dB sur le signal. On observe qu'une plus grande longueur de fibre permet de diminuer le déphasage non linéaire nécessaire, et d'atteindre l'accord de phase pour des valeurs de $\Delta\beta_L$ elles-aussi plus faibles.

4.2.1.2 Régime de saturation

Lorsque la puissance de signal en entrée de fibre augmente, la déplétion de la pompe par le signal ne peut plus être négligée. Cette déplétion a pour conséquence physique une modification de γP le long de la fibre induisant un changement de l'accord de phase [92]. D'une manière analogue au chapitre 3, nous étudions la variation du désaccord de phase entre les ondes en interaction (pompe, signal et idler) en posant $E_k = \sqrt{P_k} e^{j\Phi_k}$ ($k = P, S, I$) dans les équations (1.21), avec P_k et Φ_k la puissance et la phase de l'onde k . Nous

négligeons cependant l'absorption α .

$$\frac{dP_P}{dz} = -4\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \quad (4.1)$$

$$\frac{dP_S}{dz} = 2\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \quad (4.2)$$

$$\frac{dP_I}{dz} = 2\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \quad (4.3)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta_L + \gamma(2P_P - P_S - P_I) + \gamma \left[\left(\frac{P_P^2 P_I}{P_S} \right)^{1/2} + \left(\frac{P_P^2 P_S}{P_I} \right)^{1/2} - 4\sqrt{P_S P_I} \right] \cos(\theta) \quad (4.4)$$

$\theta(z) = \Delta\beta_L \times z + \Phi_S(z) + \Phi_I(z) - 2\Phi_P(z)$ est le désaccord de phase entre les ondes en interaction. On rappelle que pour un amplificateur insensible à la phase, la génération de l'idler en début de fibre impose $\theta(0) = \frac{\pi}{2}$. Les équations (4.1),(4.2) & (4.3) montrent le rôle de θ dans l'efficacité du transfert d'énergie de la pompe vers le signal et l'idler. Les deux premiers termes à gauche de l'équation (4.4) traduisent la nouvelle dépendance de l'accord de phase à la puissance du signal et de l'idler généré. On définit alors l'accord de phase lorsque la pompe est déplétée : $\kappa_d = \Delta\beta_L + \gamma(2P_P - P_S - P_I)$. Lorsque la pompe n'est pas déplétée, on retrouve l'accord de phase théorique κ . La déplétion de la pompe a pour conséquence un accord de phase plus faible ($\kappa_d < \kappa$). Lorsque le gain en sortie du FOPA est plus faible que le gain théorique donné par l'équation (1.26), l'amplificateur fonctionne en régime de saturation. La saturation dépend ainsi de la déplétion de la pompe, mais aussi de l'accord de phase initial. On en déduit en particulier que si κ est positif en début de fibre, la déplétion de la pompe aura tendance à amener l'amplificateur vers le régime de gain exponentiel. Plus la fréquence du signal est proche de celle de la pompe, moins la saturation de l'amplificateur sera forte [92]. De même qu'au paragraphe précédent, on peut étudier l'influence de la saturation en fonction de l'accord de phase en régime de non déplétion $\kappa = \gamma P_P + \Delta\beta_L$ pour un gain constant. En utilisant les équations couplées (2.2), nous avons évalué l'impact de la saturation sur le gain paramétrique. La figure 4.5(a) montre, pour différentes puissances du signal en entrée de la fibre, le gain en sortie de la fibre en fonction de l'accord de phase optimisé pour atteindre un gain linéaire (non saturé) de 10dB. La longueur de fibre choisie est de 50 mètres. Même à faible puissance signal ($P_S < 10^{-3} P_P$), on observe que le FOPA peut rapidement saturer pour des valeurs de l'accord de phase négatives. Lorsque la pompe commence à déléter, pour chaque puissance d'entrée du signal, on peut trouver des conditions de déphasage non linéaire et de puissance de pompe (κ) permettant une saturation moindre du FOPA. En effet, pour des valeurs de κ plus faibles, la déplétion de pompe rend rapidement l'accord de phase κ_d négatif au cours de la propagation, tandis qu'à l'inverse, pour des valeurs plus grandes, un accord de phase parfait (à puissance de pompe réduite) ne sera pas atteint assez rapidement. Pour cette même raison, plus la puissance d'entrée du signal augmente, plus il faut choisir un κ positif. La figure 4.5(b) montre la fonction de transfert obtenue pour un accord de phase minimisant la saturation (trait vert) et un accord de phase quelconque (trait rouge). La non-linéarité de la réponse de l'amplificateur va donc entraîner une déformation de l'allure temporelle du signal amplifié. En fonction de la

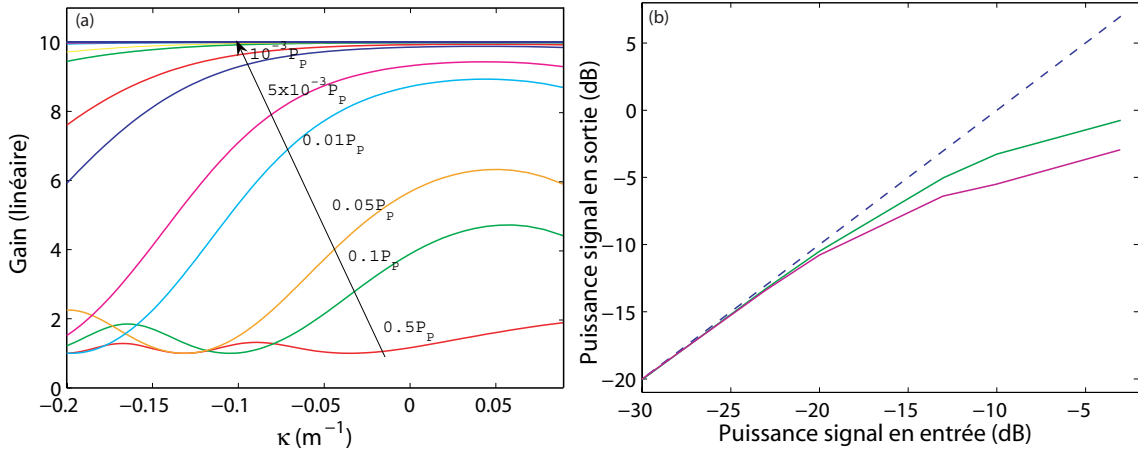


FIG. 4.5 – (a) Gain paramétrique en fonction de l'accord de phase optimisé pour atteindre un gain théorique de 10dB, pour différentes puissances du signal (référencées par rapport à la puissance pompe). $L=50m$. (b) Fonction de transfert idéal (trait pointillé), pour un accord de phase quelconque ($\kappa = 0,01$, trait rouge) ou choisi pour minimiser l'effet de la saturation ($\kappa = 0,05$, trait vert); l'échelle de puissance est relative à la puissance de pompe.

puissance crête du signal à amplifier, un bon dimensionnement permettra néanmoins de minimiser cette saturation de l'amplificateur.

4.2.2 Impact de la rétrodiffusion Brillouin stimulée

Comme nous l'avons rappelé au paragraphe 2.2.1, il est nécessaire d'éviter la rétrodiffusion Brillouin pour empêcher la déplétion de la pompe et avoir un gain paramétrique raisonnable. La solution la plus répandue demeure l'élargissement spectral par modulation de la pompe. Rappelons que parmi les techniques de modulation, il a été démontré que la modulation de phase par une séquence pseudo-aléatoire apparaît comme la plus appropriée pour transmettre une onde de forte puissance dans une fibre en évitant la rétrodiffusion Brillouin [11, 12]. L'équation (1.13) montre alors que la puissance seuil Brillouin augmente avec la fréquence de modulation de phase. Plus précisément, définissons le facteur de modulation comme :

$$F_M = \frac{\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_{FWHM}}{\Delta\nu_{FWHM}} \quad (4.5)$$

On considère ici que la fibre est homogène sur toute sa longueur. Lorsque la fréquence de modulation de phase est grande devant la largeur du spectre Brillouin, on observe que $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_{FWHM} \simeq \Delta\nu_P$ et $F_M \simeq \frac{\Delta\nu_P}{\Delta\nu_{FWHM}}$. Le facteur de modulation traduit ainsi l'élargissement spectral -normalisé par la largeur du spectre Brillouin intrinsèque à la fibre- nécessaire à la pompe paramétrique pour ne pas être déplétée. En utilisant les équations (1.17) et (1.13), on peut écrire : $\gamma PL = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \times \frac{21}{g_B} \times F_M$, P étant la puissance de pompe paramétrique maximale qu'on peut utiliser. On en déduit directement le facteur

de modulation nécessaire dans le cas d'une amplification parabolique ou exponentielle.

$$F_M = \frac{\sqrt{G-1}}{x} \quad (\text{régime d'amplification parabolique}) \quad (4.6)$$

$$F_M = \frac{\sinh^{-1}(\sqrt{G-1})}{x} \quad (\text{régime d'amplification exponentiel}) \quad (4.7)$$

avec $x = \frac{2l}{g_B} \times \frac{2\pi n_2}{\lambda}$. Ces expressions montrent que le facteur de modulation, directement proportionnel au produit γPL , peut être directement relié au gain G à atteindre dans les régimes d'amplification parabolique et exponentiel. Autrement dit, dans ces deux régimes, quelle que soit la longueur de fibre amplificatrice et/ou la puissance de pompe paramétrique, c'est le gain paramétrique G qui dicte l'élargissement spectral de la pompe. Nous avons représenté sur la figure 4.6, pour ces deux régimes particuliers, le facteur de

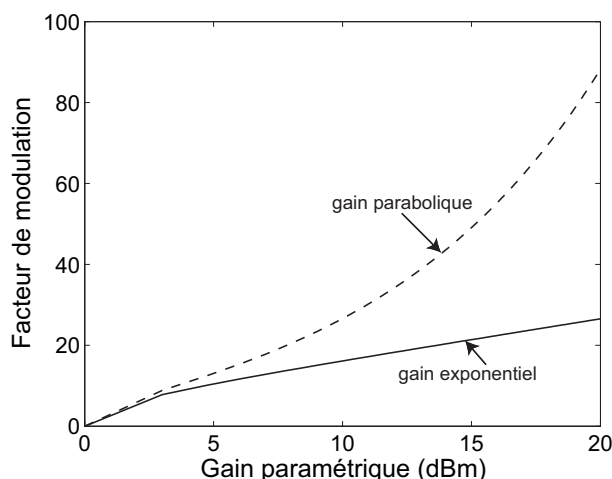


FIG. 4.6 – Facteur de modulation en fonction du gain d'amplification pour un régime de gain parabolique (tirets) et exponentiel (trait continu).

modulation nécessaire en fonction du gain paramétrique recherché. Nous avons choisi $g_B = 3 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ et $n_2 = 2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$. En dehors de ces deux régimes, et lorsque l'accord de phase est positif, rappelons que le produit γPL doit être supérieur à celui du régime exponentiel et inférieur à celui du régime parabolique pour obtenir le même gain G . Le facteur de modulation sera ainsi borné entre les deux courbes représentées sur la figure 4.6. Dans la plupart des fibres monomodes, la largeur du spectre Brillouin est de quelques dizaines de MHz. On en déduit ainsi que pour atteindre un gain de 15dB en régime exponentiel, il est nécessaire d'utiliser une fréquence de modulation de phase supérieure au GHz.

4.3 Etude du facteur de bruit dans la boucle à réplication

Dans cette partie, nous étudions la dégradation du signal lors des passages successifs dans la boucle de réplication. A cette fin, nous introduirons la notion de facteur de bruit (NF) qui rend compte de la dégradation du rapport signal sur bruit (SNR).

Nous étudierons la limite théorique du bruit dans la boucle à réplication. Nous en déduirons le facteur de bruit théorique minimal. Nous étendrons alors les résultats à une boucle avec un coupleur déséquilibré et montrerons qu'il est possible de réduire la dégradation du SNR au bout d'un grand nombre de tours de boucle.

Par ailleurs, le paragraphe précédent a montré qu'il est nécessaire de lutter efficacement contre la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Si les inhomogénéités de la fibre permettent d'augmenter le seuil Brillouin, elles réduisent aussi en général l'efficacité du mélange à quatre ondes (par une éventuelle fluctuation longitudinale du coefficient non linéaire et/ou de la dispersion de la fibre). La mise en place d'une pompe spectralement large s'avère donc indispensable. Dans une deuxième partie, nous discuterons donc l'impact du choix de la pompe sur le facteur de bruit. En effet, l'élargissement spectral de la pompe peut engendrer un bruit supplémentaire sur le signal du fait de la grande sensibilité de l'amplificateur à l'accord de phase.

Il a été démontré que le Raman introduit une source de bruit supplémentaire dans les FOPAs, en particulier du côté anti-Stokes, ce qui augmente légèrement le facteur de bruit [18, 19]. Enfin, l'émission spontanée amplifiée (ASE) résiduelle liée à l'amplification de la pompe paramétrique ajoute un bruit qui est proportionnel au signal d'entrée [58, 79, 66]. Ce bruit dépend aussi du SNR optique (mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique) de la pompe. Dans les travaux présentés, nous considérons qu'il est possible, par filtrage de l'ASE résiduelle, d'atteindre un très bon SNR optique de la pompe ($> 70dB$) et de rendre ainsi négligeable cette contribution.

4.3.1 Définition du facteur de bruit

Nous introduisons dans ce paragraphe quelques notions utiles pour l'étude de la dégradation du signal en fonction du nombre de tours. Sur le temps T de détection (ou échantillonnage en l'occurrence) du signal, celui-ci est considéré comme continu et monochromatique. Nous notons s_0 le champ du signal en entrée de la boucle et $s_i (i \neq 1)$ les champs récupérés sur l'échantillonneur. Notons que s_1 ne fait aucun passage dans la boucle. On considère que le signal est détecté par un photo-récepteur quadratique « idéal », c'est à dire dont l'efficacité de conversion vaut 1. Le photocourant généré est sensible à la puissance P_S du signal. La puissance électrique détectée sera donc proportionnelle à P_S^2 [101, 37]. Par ailleurs, le bruit associé au signal peut être défini comme

$P_b = \text{var}(P_S)$ [37, 52]. On définit alors le rapport signal sur bruit SNR du signal détecté comme :

$$SNR = \frac{\langle P_S \rangle^2}{\text{var}(P_S)} \quad (4.8)$$

où $\langle \rangle$ représente la moyenne de la puissance optique du signal sur le temps d'échantillonnage. Cette définition s'applique dans une bande spectrale B qui sera dans notre cas égale à la bande passante du filtre. En remarquant que $P_S = N_S h\nu$, avec N_S le nombre de photons détectés par unité de temps, on peut aussi écrire :

$$SNR = \frac{\langle N_S \rangle^2}{\text{var}(N_S)} \quad (4.9)$$

Le facteur de bruit $NF(n)$ désigne alors la dégradation du SNR du signal s_{n+1} issu du $n^{\text{ème}}$ tour de boucle au premier signal s_1 détecté :

$$NF(n) = \frac{\frac{\langle |s_1|^2 \rangle^2}{\text{var}(|s_1|^2)}}{\frac{\langle |s_{n+1}|^2 \rangle^2}{\text{var}(|s_{n+1}|^2)}} \quad (4.10)$$

Nous avons ainsi choisi comme signal de référence le premier signal s_1 détecté par l'échantillonneur. Cette définition rend ainsi directement compte de la dégradation du SNR des répliques successives issues de la boucle. Par défaut, nous utiliserons toujours cette définition pour étudier la boucle de réplication avec un coupleur équilibré. Nous adapterons cependant la définition de bruit au paragraphe 4.3.2.4 pour étudier l'utilisation d'un coupleur déséquilibré.

Remarque : Cette définition du SNR provient des conventions de l'optique quantique. Dans la pratique, ce terme peut aussi désigner le rapport entre la puissance optique et les fluctuations du champ optique.

4.3.2 Impact du bruit quantique

4.3.2.1 Le bruit quantique dans un amplificateur et un atténuateur

Pour étudier le facteur de bruit dans la boucle de réplication, il est nécessaire de prendre en compte l'effet de l'amplification et des atténuations de la boucle sur le facteur de bruit.

Dans tout amplificateur insensible à la phase, on montre que le facteur de bruit minimum est de 3dB [101, 37]. Pour un amplificateur reposant sur l'inversion de population (cas des amplificateurs terre rare), le facteur de bruit est plus précisément toujours supérieur à $2n_{SP}$, avec n_{SP} le facteur d'émission spontanée, toujours supérieur à 1. La limite théorique du facteur d'émission spontanée est atteinte lorsque l'inversion de population est totale. Grâce à des procédés efficaces de pompage, des facteurs de bruit d'environ

4, 5dB ont été démontrés pour des amplificateurs à fibre dopée erbium. Dans le cas d'un amplificateur paramétrique, le transfert d'énergie ne dépend que de l'accord de phase. Par analogie avec les amplificateurs à terre rare, l'inversion de population est toujours totale et on peut s'attendre à atteindre un facteur de bruit de 3dB dans la limite des grands gains [101, 81]. Le bruit dans un tel amplificateur est appelé 'bruit quantique' et trouve son origine dans les fluctuations quantiques du vide. On le modélise en introduisant un bruit blanc de puissance moyenne 1/2 photon par mode temporel et de variance 1 sur le signal d'entrée. Notons alors N_0 le nombre de photons du signal (signal+bruit quantique) détecté par une photodiode idéale. On suppose que le signal d'entrée est cohérent, c'est à dire que le niveau de bruit est faible par rapport à la puissance du signal. On peut alors démontrer que N_0 possède une statistique poissonnienne, c'est à dire : $var(N_0) = \langle N_0 \rangle$. En sortie de l'amplificateur paramétrique, le signal et le bruit présent en entrée sont amplifiés. De plus, le bruit quantique présent autour de l'idler vient s'ajouter au bruit du signal par mélange 4 ondes. On a donc :

$$\langle N \rangle = G \langle N_0 \rangle + G - 1 \quad (4.11)$$

avec N le nombre total de photons dans la bande de détection. Le premier terme à droite de l'équation (4.11) est le signal à résoudre. Le second terme est le terme qui provient du bruit quantique amplifié. C'est la fluorescence paramétrique du FOPA. Concernant le bruit sur un détecteur quadratique, on a [101] :

$$var(N) = G^2 var(N_0) + G(G - 1) \langle N_0 \rangle + (G - 1)^2 + (G - 1) \quad (4.12)$$

Le premier terme représente le bruit en entrée amplifié, le second terme provient du battement entre le signal et la fluorescence paramétrique. Les deux derniers termes représentent le bruit lié à la fluorescence paramétrique. Ils peuvent être négligés lorsque N_0 est grand devant le demi-photon de bruit quantique. On montre qu'un tel signal est poissonnien ($\langle N_0 \rangle = var(N_0)$) et on peut alors en déduire :

$$NF(n) = \frac{\langle N_0 \rangle}{\frac{G^2 \langle N_0 \rangle^2}{G(2G-1) \langle N_0 \rangle}} = 2 - \frac{1}{G} \quad (4.13)$$

Ce facteur de bruit correspond au minimum théorique de tout FOPA en configuration insensible à la phase. Dans la limite des grand gains, on observe que le facteur de bruit tend vers 3dB.

Un atténuateur est considéré comme une lame semi-transparente [114] en optique quantique. On montre alors, en gardant les mêmes notations : $\langle N \rangle = K \langle N_0 \rangle$, avec K le facteur d'atténuation global (coupleur + atténuateur) et $var(N) = K^2 var(N_0) + K(1 - K) \langle N_0 \rangle$. Lorsque N_0 suit une statistique poissonnienne, on montre que N aussi et on a : $NF = 1/K$.

4.3.2.2 Théorie du facteur de bruit dans la boucle de réplication

La boucle de réplication peut être modélisée par une chaîne d'amplificateurs et d'atténuateurs (la réponse du filtre dans la bande de détection étant considérée idéale). Suivant

que l'atténuateur est placé derrière (configuration A) ou devant (configuration B) l'amplificateur, deux schémas équivalents de chaîne, représentés sur la figure 4.7, peuvent être considérés. Notons que dans ce cas, le facteur de bruit au bout de n tours est défini comme

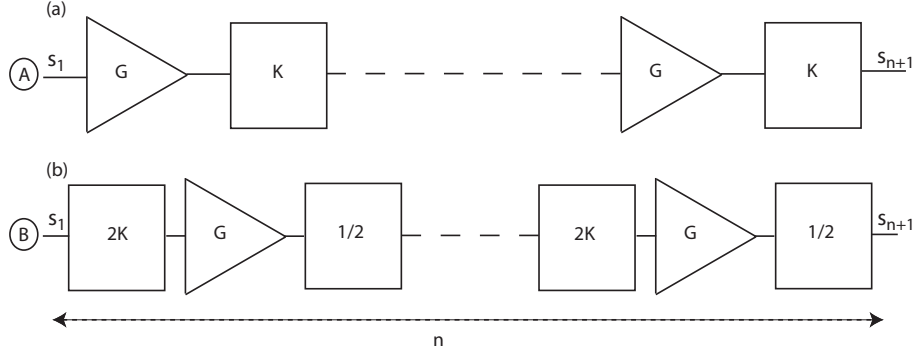


FIG. 4.7 – Chaîne équivalente à la boucle de réplication lorsque (a) l'atténuateur est placé derrière l'amplificateur et (b) placé devant l'amplificateur

le rapport de SNR entre le premier signal et le $(n+1)^{\text{ème}}$ signal acquis derrière le coupleur. s_1 est donc le signal d'entrée dans la chaîne. Il est alors possible de calculer, dans chaque cas, le facteur de bruit théorique [101]. Rappelons que G est le gain de l'amplificateur paramétrique, tandis que K représente les pertes totales (atténuateur+coupleur) sur un tour de boucle. On note $X = GK$ le gain de boucle. Notons N_n et N_{n+1} le nombre de photons issus du $(n-1)^{\text{ème}}$ et $n^{\text{ème}}$ tour de boucle, respectivement. Les équations du paragraphe précédent sur les variances et les moyennes du nombre de photons en sortie d'atténuateur ou d'amplificateur en fonction du nombre de photons en entrée permettent de déduire, pour la configuration A :

$$\begin{aligned} \langle N_{n+1} \rangle &= K(G \langle N_n \rangle + G - 1) = X \langle N_n \rangle + X - K \\ \text{var}(N_{n+1}) &= X^2 \text{var}(N_n) + X(X + 1 - 2K) \langle N_n \rangle + (X - K)^2 + K(1 - K)(G - 1) \end{aligned}$$

Par itération successive et en considérant que le bruit sur s_1 est minimal (signal poissonnien), on obtient :

$$NF(n) = \frac{1 + 2(X - K) \left(\frac{X^n - 1}{X - 1} \right)}{X^n} + \frac{(X - 1) \left(\frac{X^n - 1}{X - 1} \right) + (X - K)^2 \left(\frac{X^n - 1}{X - 1} \right)^2}{X^{2n} \langle N_0 \rangle} \quad (4.14)$$

Le premier terme représente la contribution du battement entre le signal et la fluorescence paramétrique tandis que le deuxième terme provient de la détection quadratique de cette même fluorescence paramétrique. En considérant un signal d'entrée avec un rapport signal sur bruit supérieur à 30dB, on observe que pour des gains de boucle X proche de 1, ce deuxième terme peut être négligé même après 1000 tours de boucle. Dans la suite, nous négligerons donc toujours cette deuxième contribution.

Pour la configuration B, en négligeant la détection quadratique du bruit quantique, un calcul similaire aboutit à :

$$NF = \frac{1 + (G - 1) \frac{X^n - 1}{X - 1}}{X^n} \quad (4.15)$$

Un cas intéressant est lorsque le gain de boucle $X = 1$. Les expressions du facteur de bruit deviennent :

$$\begin{aligned} \text{cas 4.7(a)} & \quad NF = 1 + 2n\frac{G-1}{G} \\ \text{cas 4.7(b)} & \quad NF = 1 + n(G-1) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Cette dernière expression montre que lorsque l'atténuateur est placé après l'amplificateur, le facteur de bruit est divisé par une quantité $G/2$. Plus précisément, si la chaîne commence par un amplificateur de grand gain, le signal amplifié n'est plus poissonnien ($var(N) > N$) devant l'atténuateur qui le dégrade alors peu. En revanche, lorsque le premier composant de la chaîne est un atténuateur, le signal reste poissonnien à l'entrée du premier amplificateur, mais avec un SNR dégradé par un facteur $1/K$. Pour un gain d'amplificateur supérieur à 3dB (ce qui est le minimum nécessaire pour compenser les pertes du coupleur), il est donc préférable de placer l'atténuateur derrière l'amplificateur. Notons aussi que ces équations montrent que le facteur de bruit tour à tour (entre les signaux issus du $n^{\text{ième}}$ tour et du $(n+1)^{\text{ième}}$ tour) tend vers 0 à l'infini. En effet, le signal devenant de plus en plus bruité, l'apport de bruit par la boucle devient de plus en plus négligeable.

4.3.2.3 Simulation numérique

Pour vérifier ces résultats, la boucle a été simulée numériquement. Les composants passifs (atténuateur, coupleur et filtre) sont modélisés en optique quantique par une lame semi-transparente [114]. Si t est la fonction de transfert du composant, on a : $s_{out} = \sqrt{t} \times s_{in} + \sqrt{1-t} \times b$, avec s_{in} , s_{out} les champs en entrée et sortie du composant et b la portion de bruit quantique ajouté par le composant. On modélise ce bruit quantique par un champ aléatoire décrit par un bruit blanc gaussien, d'énergie moyenne égale à un demi photon par mode spectral ou temporel. On suppose de plus que l'énergie de ce bruit ajouté est faible par rapport au signal d'entrée. Notons que le critère de Shannon devant être respecté, le bruit quantique est sur-échantillonné. Les modes superflus sont cependant filtrés par la bande passante du filtre. L'amplificateur paramétrique est modélisé par la méthode de Fourier itérative. Le signal injecté en entrée est l'addition d'une pompe monochromatique, d'un signal continu et du bruit quantique sur toute la fenêtre spectrale considérée. La figure 4.8(a) montre le facteur de bruit du signal en fonction du nombre de tours de boucle, pour les configurations A et B, respectivement, avec un gain de boucle le plus proche possible de 1. Les paramètres sont fixés pour atteindre un gain de 15 dB en régime exponentiel de gain. La fibre a une longueur de 50 mètres et un coefficient non linéaire de $25W^{-1}km^{-1}$. La pompe est décalée de 11,7nm du signal et délivre une puissance continue de 1,9W. Les résultats obtenus par simulation montrent un bon accord avec les courbes théoriques tracées à partir des équations (4.16). Elles confirment la dégradation de $G/2$ supplémentaire lorsque l'atténuateur est placé devant l'amplificateur. La figure 4.8(b) illustre aussi l'impact de la saturation dans une configuration A. Le gain de boucle est fixé à 0,995. Là encore, en régime linéaire, on constate un très bon accord entre l'équation (4.14) (trait pointillé bleu) et les simulations numériques (trait plein bleu). Le régime de saturation est illustré par la courbe simulée en trait rouge. On

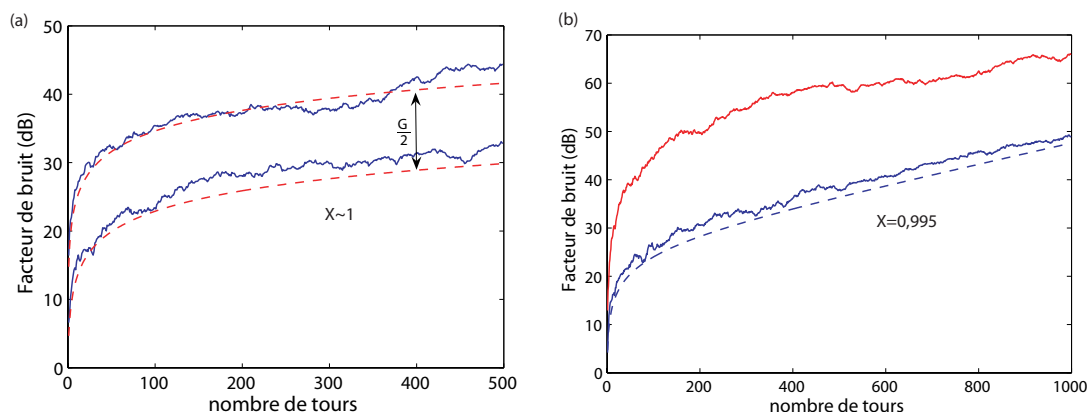


FIG. 4.8 – (a) Facteur de bruit simulé (trait plein) et théorique (trait pointillé) en fonction du nombre de tours pour les configurations 4.7(A) et 4.7(B) avec un gain de boucle très proche de 1. (b) Facteur de bruit dans une configuration 4.7(A) pour un signal d'entrée dans la boucle de 1mW (bleu) et 100mW (rouge), avec un gain de boucle de 0,995.

observe une très forte dégradation du facteur de bruit sur les premiers tours de boucle en régime de saturation, comparé au régime linéaire d'amplification. Cette caractéristique s'explique par le fait que le signal saturant l'amplificateur subit un gain de boucle X plus faible, d'où une dégradation plus forte. Cependant, au fur et à mesure des boucles, la puissance de signal injectée dans l'amplificateur diminue, et la dégradation tour à tour rejoint celle du cas linéaire.

4.3.2.4 Utilisation d'un coupleur déséquilibré

Les travaux précédents ont notamment permis d'établir que le facteur de bruit est d'autant meilleur que l'atténuation du signal est faible avant l'amplificateur paramétrique. Le but de cette partie est donc d'étudier l'avantage d'utiliser un coupleur déséquilibré pour réduire encore plus l'atténuation avant l'amplification. Dans toute cette partie, nous considérons que le gain compense exactement les pertes dans la boucle et que l'atténuateur est placé derrière l'amplificateur ($GK \simeq 1$).

On considère un coupleur directionnel 2×2 représenté sur la figure 4.9(a). Les champs électriques en entrée du coupleur sont notés E_1 et E_2 et ceux en sortie E_3 et E_4 . E_3 et E_4 peuvent s'écrire en fonction des champs d'entrée [115].

$$\begin{aligned} E_3 &= \sqrt{k-1} \times E_1 + i\sqrt{k} \times E_2 \\ E_4 &= i\sqrt{k} \times E_1 + \sqrt{k-1} \times E_2 \end{aligned}$$

avec k le facteur de couplage. On suppose que l'entrée de la boucle étudiée est E_2 et la sortie E_4 . Le schéma de la configuration est représenté sur la figure 4.9(b), avec l'amplificateur, le filtre et l'atténuateur. On se place dans une configuration où le gain compense

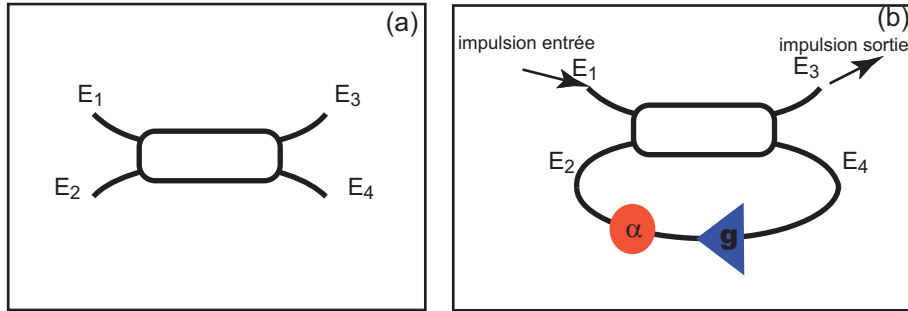


FIG. 4.9 – (a) coupleur 2x2, (b) boucle de réplication avec α et g les pertes et gain en puissance.

exactement les pertes totales (de l'atténuateur $\alpha = K/(1 - k)$ et du coupleur $(1 - k)$). En reprenant les notations précédentes, on obtient pour s_1 :

$$|s_1|^2 = (1 - k)|s_0|^2 \tag{4.17}$$

Pour $n > 1$, la boucle de réplication peut être modélisée par une chaîne d'amplificateurs et d'atténuateurs représentée sur la figure 4.10. On obtient alors :

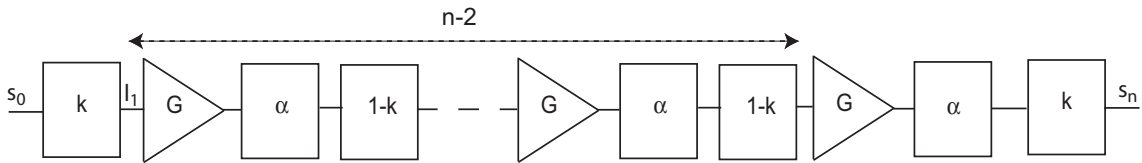


FIG. 4.10 – Chaîne équivalente à la boucle de réplication avec un coupleur déséquilibré lorsque l'atténuateur est placé derrière l'amplificateur

$$|l_1|^2 = k|s_0|^2 \tag{4.18}$$

$$|s_n|^2 = \frac{k}{1 - k}|l_1|^2 = \frac{k^2}{1 - k}|s_0|^2 \quad (n > 1) \tag{4.19}$$

l_1 désigne le premier signal issu du coupleur qui entre dans la boucle. Les expressions 4.3.2.4 et 4.19 montrent que pour $k \neq \frac{1}{2}$, la puissance du premier signal s_1 reçu par le détecteur est différente de celles des signaux consécutifs issus de la boucle d'un facteur k^2 . Remarquons en particulier que lorsque le coefficient de couplage est supérieur à l'inverse du nombre d'or ($k > \frac{\sqrt{5}-1}{2}$), la puissance des signaux en sortie de boucle ($|s_n|^2 \quad (n \geq 2)$) est supérieure à celle en entrée ($|s_0|^2$). Ces observations sont illustrées par le chronogramme de la figure 4.11 qui montre la puissance du signal d'entrée, ainsi que les puissances des signaux successifs qui arrivent sur le détecteur. Cela impose une petite contrainte expérimentale. Il faudra en effet soit adapter l'échantillonneur afin de prendre en compte le premier signal, soit le considérer comme perdu. Pour cette même raison, s_1 ne peut servir de référence pour le calcul du facteur de bruit. Il est donc nécessaire ici de prendre le signal d'entrée s_0 comme signal de référence et comparer les facteurs de bruit "absolus"

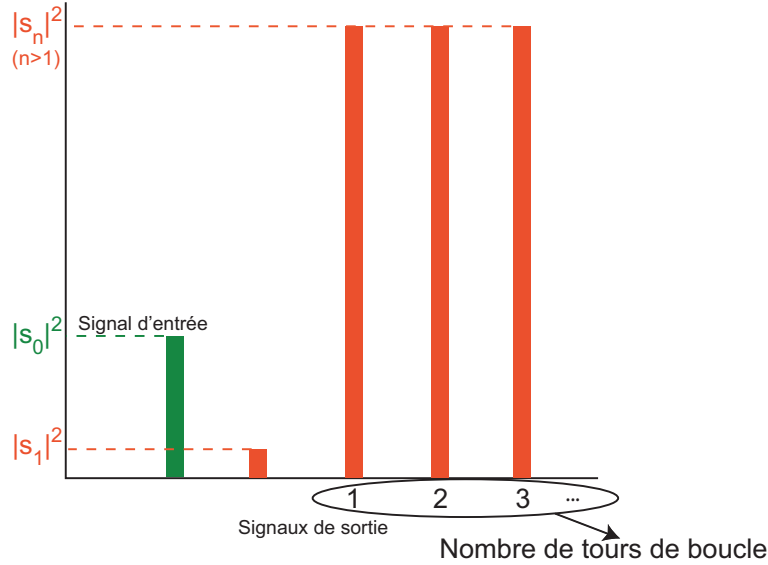


FIG. 4.11 – Chronogramme pour un coupleur 20/80.

ainsi dérivés, en particulier avec le cas $k = 0,5$. Dans ce paragraphe, le facteur de bruit $NF_k(n)$ sera donc défini comme :

$$NF_k(n) = \frac{SNR(s_0)}{SNR(s_n)}$$

Le premier signal de sortie s_1 subissant une atténuation $(1 - k)$, on peut directement écrire :

$$NF_k(1) = \frac{1}{1 - k} \quad (4.20)$$

En appliquant la même méthode qu'au paragraphe précédent mais en considérant cette fois ci la chaîne représentée sur la figure 4.10, on montre :

$$NF_k(n) = \frac{1}{k} \left(2(n - 1) \frac{G - 1}{G} + \frac{1 - k}{k} \right) \quad (4.21)$$

Ici encore, nous avons négligé la contribution du bruit quantique. Pour $k = 0,5$, on obtient $NF_{\frac{1}{2}}(n) = 2 \left(1 + 2(n - 1) \frac{G-1}{G} \right)$, ce qui correspond bien au cas étudié dans les parties précédentes, en remarquant que par rapport au signal d'entrée, tous les signaux de sortie subissent une dégradation supplémentaire de 3dB du fait du passage dans le coupleur équilibré. L'équation 4.3.2.4 montre que plus le facteur de couplage k est proche de 1, meilleur est le facteur de bruit $NF_k(n)$ pour $n \geq 2$. Ce point illustre l'avantage de minimiser les pertes avant amplification en choisissant un coupleur déséquilibré avec un facteur de couplage le plus proche possible de 1. Pour de fort gain d'amplification ($G/G - 1 \simeq 1$), on observe aussi que le facteur bruit $NF_k(2)$ du second signal détecté sur le détecteur (ou premier signal issu de la boucle) s_2 est meilleur que le facteur de bruit

$NF_k(1)$ de s_1 lorsque $k \geq \frac{\sqrt{(2)}}{2}$. Ainsi, pour $G_{dB} = 14,6dB$ et $k = 0,8$, on a :

$$NF_{0,8}(1) = 5 \text{ (7dB)}$$

$$NF_{0,8}(2) = 2,7 \text{ (4,3dB)}$$

Cette amélioration du facteur de bruit provient essentiellement de la détérioration de la qualité de s_1 qui subit une atténuation d'autant plus forte que k est proche de 1. Cette remarque justifie que pour une comparaison juste avec le facteur de bruit d'une boucle intégrant un coupleur équilibré, il est nécessaire de ne considérer uniquement les rangs $n \geq 2$ des signaux en détection et de choisir s_0 comme référence.

Pour illustrer ces conclusions, nous avons réalisé une simulation numérique d'une boucle avec un coupleur 80/20 ($k = 0,8$) dans les mêmes conditions de gain qu'au paragraphe précédent. Les résultats sont représentés sur la figure 4.12(a). La courbe continue, qui montre le facteur de bruit des signaux de sortie successifs, est en bon accord avec la courbe théorique tracée en trait tirets. Nous avons aussi reporté sur la figure, pour comparaison, l'analyse théorique (trait pointillé) du facteur de bruit des signaux de sortie d'une boucle à coupleur équilibré. Au bout de 500 tours, nous constatons une amélioration du facteur de bruit d'environ 2dB. Le facteur de bruit maximal asymptotique est donné

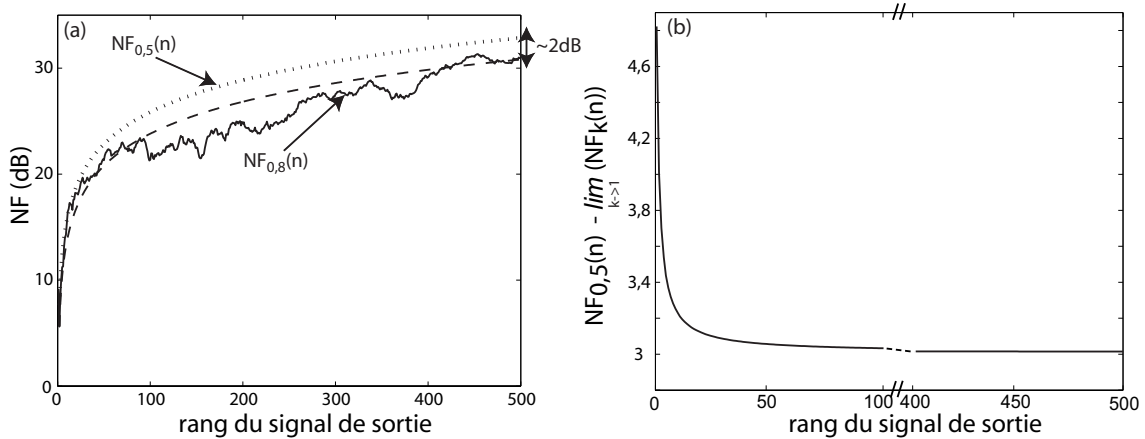


FIG. 4.12 – (a)Facteur de bruit analytique (trait tirets) et simulé (trait continu) des signaux de sortie pour une boucle avec coupleur 80/20. La courbe pointillée représente le facteur de bruit analytique pour un coupleur 50/50. (b) Amélioration maximale du facteur de bruit lorsque le coupleur équilibré est remplacé par un coupleur avec $k \simeq 1$.

lorsque k tend vers 1 :

$$\lim_{k \rightarrow 1} NF_k(n) = 2(n-1) \frac{G-1}{G}$$

En traçant $(2(n-1) \frac{G-1}{G})_{dB} - (NF_{\frac{1}{2}}(n))_{dB}$ sur la figure 4.12(b), on observe que l'amélioration maximale de facteur de bruit espérée en utilisant un coupleur "très déséquilibré" tend vers 3dB pour un grand nombre de tours de boucle. Notons cependant que plus le

facteur de couplage est proche de 1, plus il faudra de gain pour compenser l'atténuation de la boucle (égale à $\alpha(1 - k)$). Or, un régime à très fort gain devient très sensible à la saturation du gain, mais aussi aux impuretés de la pompe. Il sera donc nécessaire de trouver le bon compromis entre le facteur de couplage et le gain du FOPA.

Dans la suite de cette étude, nous nous limiterons au cas du coupleur équilibré. Le facteur de bruit désignera donc celui calculé par rapport à s_1 , qui rend compte de la dégradation des signaux répliqués tel qu'il est observé par l'expérimentateur dans la phase de détection/échantillonnage.

4.3.3 Impact du bruit de la pompe

Les résultats obtenus dans le précédent paragraphe montrent qu'il est possible d'obtenir, dans une configuration de boucle équivalente à la configuration de chaîne A, un facteur de bruit d'environ 33dB au bout de 1000 tours de boucle (cf. equation (4.16) et figure 4.14). Cette valeur correspond au minimum théorique de dégradation attendu dans une chaîne d'amplification/atténuation d'un signal [101]. Cependant, l'amplification paramétrique nécessite l'utilisation d'une pompe de forte puissance. Comme évoqué dans la première partie, l'utilisation d'une source monochromatique n'est pas envisageable à cause de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Il sera en effet nécessaire d'élargir spectralement la pompe.

En pratique, deux procédés peuvent être utilisés pour disposer d'une pompe élargie spectralement : moduler en phase une source monochromatique ou utiliser directement une source partiellement cohérente de type laser à fibre. Dans cette partie, nous étudions l'impact de chacune de ces deux configurations sur le facteur de bruit de la boucle de réplification.

Dans un premier temps, nous étudierons une pompe modulée en phase par une séquence PRBS. Il s'agit aujourd'hui de l'architecture de pompe la plus répandue. Nous analyserons ensuite numériquement l'impact de fluctuations aléatoires de la phase et de l'amplitude d'une source monochromatique. Le modèle présenté permet une généralisation des effets de modulation d'amplitude et/ou d'intensité d'une pompe monochromatique. Enfin nous évoquerons l'utilisation d'une source de type laser à fibre partiellement cohérente, possédant de nombreux modes longitudinaux.

4.3.3.1 Pompe modulée en phase par une séquence PRBS

Il s'agit de l'architecture de pompe la plus utilisée dans les amplificateurs paramétriques [54] opérant dans la fenêtre des longueurs d'onde télécoms (autour de $1,5\mu m$). Son montage expérimental est illustré sur la figure 4.13(a). Bien que relativement complexe, cette architecture permet d'éliminer efficacement la rétrodiffusion Brillouin stimulée et

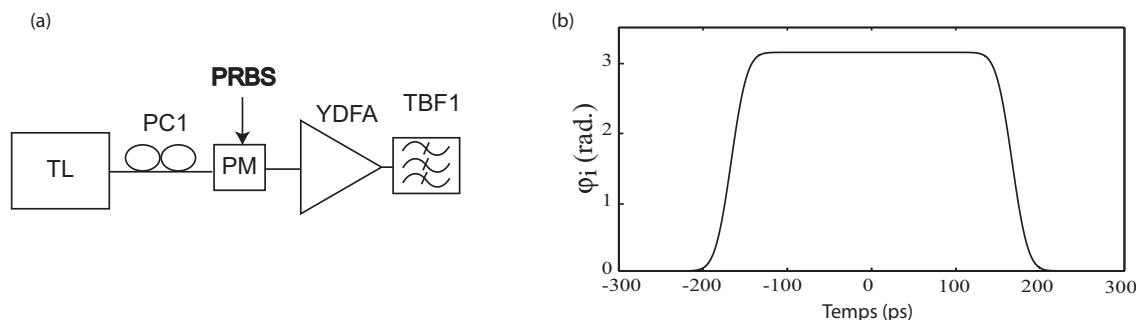


FIG. 4.13 – (a) Schéma de montage d'une pompe paramétrique avec modulation de phase PRBS. (b) Allure temporelle d'un bit de phase PRBS.

a montré, dans la fenêtre télécom, des facteurs de bruit en ligne proches de la limite théorique. Nous avons simulé numériquement le facteur de bruit en fonction du nombre de tours. Les paramètres ont été choisis pour obtenir des gains d'amplification paramétrique de 3dB et 11,4dB respectivement dans la configuration A. Le signal considéré est continu et monochromatique. La pompe est modulée en phase à $3Gbits.s^{-1}$ par une séquence binaire pseudo-aléatoire (PRBS) dont un bit de phase est représenté sur la figure 4.13(b). Les résultats sont représentés sur la figure 4.14. A 3dB, on observe une très faible dégradation du facteur de bruit en fonction du nombre de tours, en comparaison avec le cas théorique (0.2dB seulement). Cependant, à l'accord de phase parfait (gain de 11,4dB), on constate une forte dégradation par rapport au cas théorique. Cette dégradation peut être liée au transfert de la modulation de phase de la pompe sur le signal. Plus précisément,

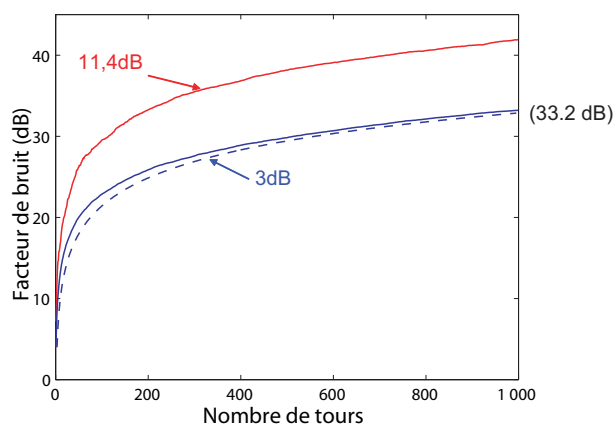


FIG. 4.14 – Facteur de bruit du signal en fonction du nombre de tours de boucle, en régime exponentiel (trait rouge) et parabolique (trait bleu). La courbe en tirets représente le cas théorique.

du fait du temps de montée fini du modulateur de phase, le signal subit des variations d'intensités à chaque saut de phase [31]. Notons cependant que le caractère aléatoire de la modulation PRBS permet un moyennage des effets au fur et à mesure des tours de boucle. A gain faible, cette configuration permet de réaliser une boucle de réplication avec des performances proches de celles imposées par la limite théorique.

Si on utilise une même séquence pseudo-aléatoire à chaque tour de boucle, les fluctuations du gain ont lieu au mêmes instants sur le signal. Grâce à un modèle analytique simple [58] et une bonne connaissance des propriétés de la modulation de phase de la pompe (temps de montée/descente, allure de la séquence PRBS,...), il est possible de prédire la déformation du gain sur la durée de l'impulsion à répliquer. Par traitement de signal ultérieur il serait alors possible de corriger ces fluctuations.

4.3.3.2 Bruit de phase aléatoire d'une pompe monomode

Une source possédant une cavité laser de quelques centimètres est soumise à des fluctuations de phase et d'amplitude, liées aux variations thermiques et mécaniques de la cavité durant son fonctionnement. Dans ce paragraphe, nous considérons pour simplifier que le laser est monomode et comporte un bruit de phase élargissant le spectre. Le bruit de phase est modélisé en considérant que la phase suit un mouvement Brownien [116]. Le spectre de la pompe est alors une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur correspond à l'inverse du temps de cohérence de la pompe. En outre, on suppose un filtrage fréquentiel qui permet d'introduire un bruit aléatoire d'intensité également modélisé. Ce modèle, bien que ne rendant pas compte du caractère multimode des lasers à fibre, permet néanmoins d'étudier, dans le cas général, l'impact d'un bruit aléatoire de phase et/ou d'amplitude d'une pompe monomode [116, 117]. La figure 4.15(a) montre l'allure spectrale d'une pompe monomode de 100MHz de largeur à mi-hauteur, et la figure 4.15(b) montre l'allure temporelle de la pompe. La largeur du filtre permet d'imposer l'amplitude des fluctuations de la pompe. Nous avons alors étudié le facteur de bruit sur un tour

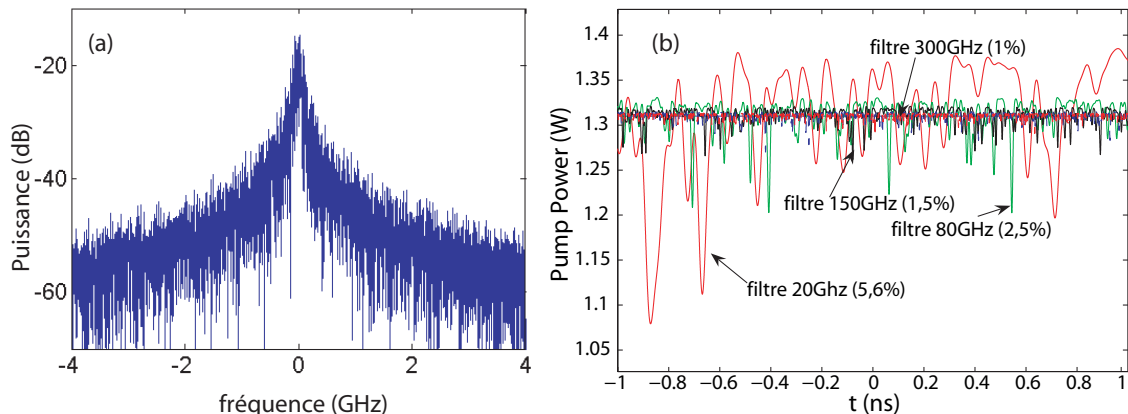


FIG. 4.15 – (a) Spectre d'une pompe partiellement cohérente de largeur à mi-hauteur = 100MHz. (b) Allure temporelle en fonction du filtrage de la pompe. Les données entre parenthèses représentent l'écart standard des fluctuations d'intensité.

en fonction du bruit d'intensité. Les résultats sont reportés sur la figure 4.16(a). Nous avons représenté en abscisse le filtrage appliqué à la pompe, qui impose des fluctuations d'intensité de 0, 25% (500GHz) à 5, 6% (20GHz). Les paramètres sont ceux choisis au paragraphe précédent pour obtenir un gain exponentiel de 11,4dB sur le signal. Les facteurs

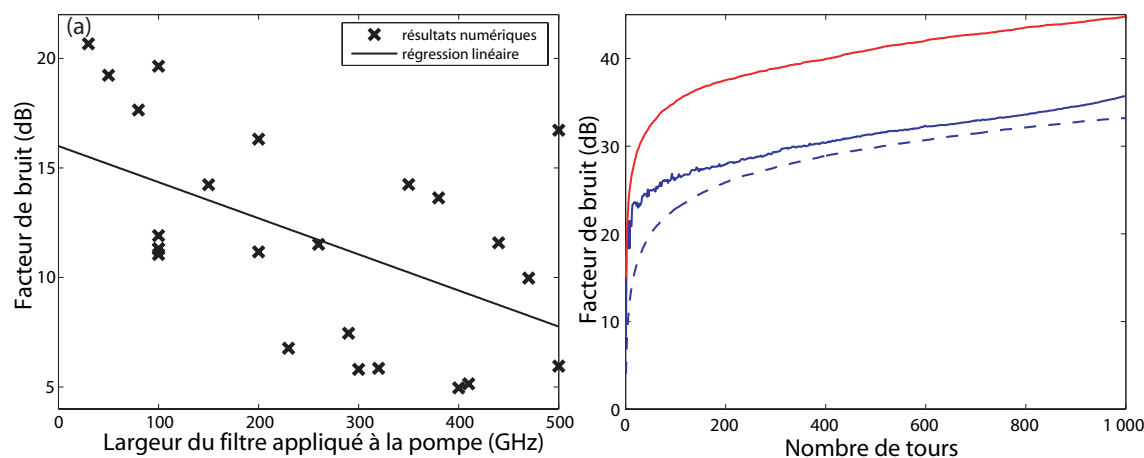


FIG. 4.16 – (a) Facteur de bruit après un tour en fonction des fluctuations d’intensité. (b) Facteur de bruit en fonction du nombre de tours lorsque l’écart type des fluctuations est inférieur à 1 pour cent de la puissance moyenne de la pompe. Les courbes tirets représentent les facteurs du bruit obtenus avec une pompe PRBS

de bruit obtenus par simulation numérique ont un caractère aléatoire de par la nature du bruit. Cependant, une régression linéaire montre que pour une fluctuation d’intensité inférieure à 1 pour cent, le facteur de bruit sur un tour de boucle atteint le plancher de la limite théorique. Ce résultat semble confirmé sur la figure 4.16(b) qui montre l’évolution du facteur de bruit en fonction du nombre de tours de boucle, lorsque la pompe a une fluctuation faible. Nous avons représenté, à titre de comparaison, le cas de la pompe PRBS étudié au paragraphe précédent dans la même configuration. D’une manière générale, on en conclut qu’une pompe continue élargie spectralement et présentant de faibles fluctuations d’intensité permet, en régime de gain parabolique, d’approcher les valeurs théoriques du facteur de bruit.

4.3.3.3 Pompe partiellement cohérente

Ce type de pompe correspond en pratique à des lasers à fibre dopée (Erbium, ou Ytterbium dans la fenêtre qui nous intéresse) ou à des lasers Raman, en insérant de plus un filtre spectral dans la cavité. La largeur du filtre définit la largeur spectrale du laser. Cette méthode permet de disposer d’une largeur de bande spectrale relativement large à faible coût. Cependant, la très faible largeur intermodale de la cavité (quelques dizaines de MHz au mieux) induit généralement la propagation d’un grand nombre de modes longitudinaux dans la cavité laser. Il est difficile de modéliser fidèlement le comportement de tels lasers. En particulier, l’éventuelle interaction entre les différents modes longitudinaux adjacents est encore mal modélisée. En pratique, les lasers à fibre ont une longueur de cavité de plusieurs mètres. La distance intermodale est dans ce cas bien inférieure au GHz. Il est donc nécessaire de considérer que la pompe comporte plusieurs modes. Nous avons donc opté pour un modèle plus ‘pessimiste’, qui suppose la présence de tous les

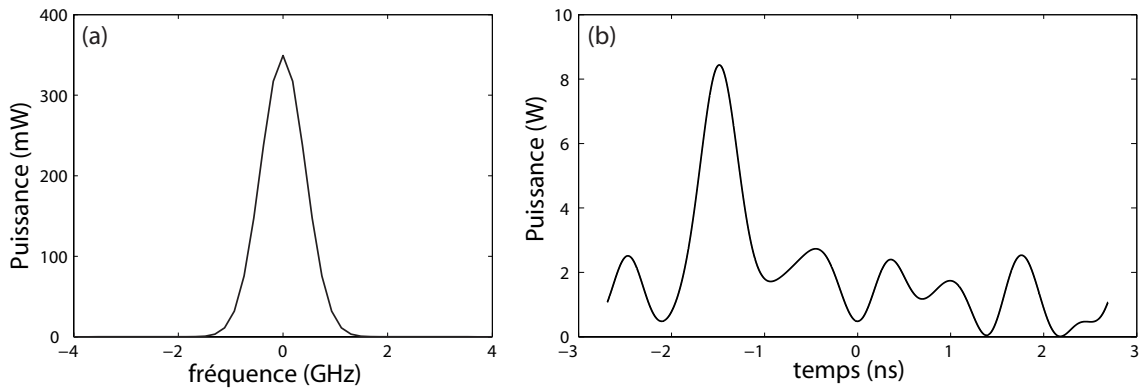


FIG. 4.17 – (a) Spectre d'une pompe partiellement cohérente et (b) allure temporelle correspondant. Largeur à mi-hauteur :1GHz. Puissance :2W

modes longitudinaux créés dans la cavité, avec des phases aléatoires et indépendantes les unes des autres [118]. La figure 4.17 montre le spectre et l'allure temporelle d'une telle pompe multimode de largeur à mi-hauteur 1GHz. On constate de fortes fluctuations rapides d'intensité, pouvant très fortement détériorer le facteur de bruit de la boucle. Les résultats obtenus par simulation de la boucle en intégrant le modèle décrit sont illustrés sur la figure 4.18. Les spectres des différents signaux sortant de la boucle montrent en

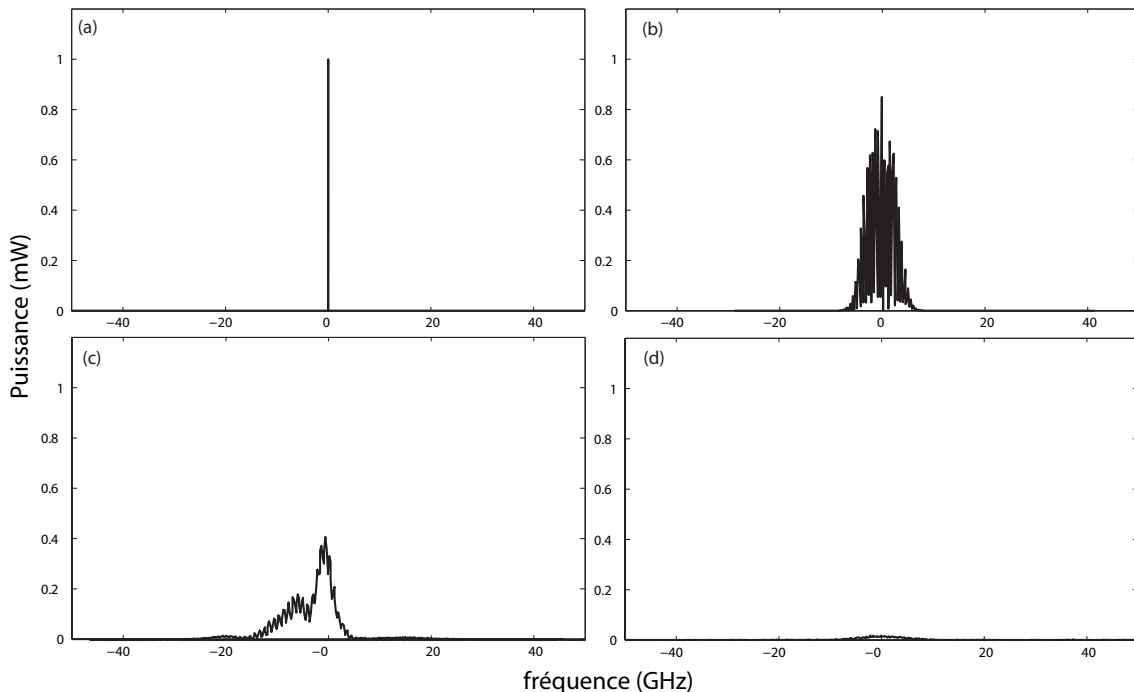


FIG. 4.18 – Spectre du signal (a) en entrée de boucle, après (b) 1 tour de boucle, (c) 15 tours de boucle, (d) 20 tours de boucle.

particulier que le signal est élargi et fortement dégradé dès les premiers tours de boucle. Après 15 tours, on observe l'apparition de bandes latérales. Après une vingtaine de tours,

on observe que le signal est complètement noyé dans le bruit. Ce modèle montre que des pompes multimodes partiellement cohérentes peuvent difficilement être envisagées comme alternative de pompage pour un amplificateur paramétrique inséré dans une boucle de réplication. Notons dans notre simulation que la distance intermodale du laser est donnée par l'échantillonnage numérique, soit, dans les résultats présentés, environ 186MHz, ce qui correspond à une cavité de 0,5 mètres. Le laser considéré contient donc 5 modes. Pour un nombre de modes plus grand à même largeur spectrale (1GHz), nous n'avons pas observé de changement remarquable au niveau des spectres présentés. Bien que le modèle numérique soit pessimiste d'un point de vue quantitatif (en particulier, il ne tient pas compte de la corrélation entre les modes), il permet néanmoins de tirer des conclusions qualitatives et montre qu'une dégradation du facteur de bruit par rapport au cas idéal est à attendre expérimentalement.

4.4 Conclusions et perspectives

Au cours de ce travail, nous avons étudié, tant sur le plan théorique que numérique, l'utilisation possible d'un amplificateur paramétrique dans une boucle à réplication dans le but ultime de réaliser l'échantillonnage temporel de l'impulsion du laser Mégajoule.

Dans une première partie, un dimensionnement statique nous a permis de quantifier, au vue du cahier des charges imposées, les paramètres de fibre et de pompe nécessaires. Ainsi, un bon dimensionnement de la puissance de pompe et de la fréquence de pompe en rapport avec les propriétés de dispersion et de non-linéarité de la fibre permet d'atteindre le gain désiré et d'atténuer les effets de saturation de l'amplificateur, ainsi que les fluctuations du gain liées à d'éventuelles fluctuations d'intensité de la pompe. A cet effet, les fibres à cristaux photoniques permettent de disposer d'une longueur d'onde de dispersion nulle optimisée aux besoins de la boucle de réplication [4].

Nous avons ensuite simulé de manière réaliste une boucle de réplication. Ces résultats nous ont permis de mettre en évidence qu'un facteur de bruit proche de 33dB sur 1000 tours peut être atteint avec une pompe « idéale ». Cette valeur correspond à la limite théorique pouvant être atteinte avec un amplificateur insensible à la phase. Le facteur de bruit est fortement dégradé par toute atténuation du signal avant amplification. On a montré que l'utilisation d'un coupleur déséquilibré permettrait des répliques de meilleurs qualités en diminuant l'atténuation du signal d'entrée couplé dans la boucle. Il reste cependant à trouver un compromis entre un coupleur fortement déséquilibré et un faible gain d'amplification.

Enfin, d'un point de vue expérimental, une pompe modulée en phase par une séquence pseudo-aléatoire, solution déjà éprouvée dans le domaine télécom, permettrait de supprimer la rétrodiffusion Brillouin stimulée sans apporter de détérioration significative du facteur de bruit. L'utilisation d'un LASER à fibre n'est pas envisageable pour am-

plifier les signaux avec peu de dégradations. Ces résultats semblent en accord avec des travaux expérimentaux antérieurs réalisés dans la bande Télécom [79]. Un schéma expérimental d'un montage « idéal » d'amplificateur paramétrique à 1053nm est proposé sur la figure 4.19. L'utilisation de deux étages d'amplification/filtrage dans le module de pompage permet d'augmenter le rapport signal sur bruit (OSNR) de la pompe et limiter ainsi toute dégradation liée au transfert du bruit d'ASE.

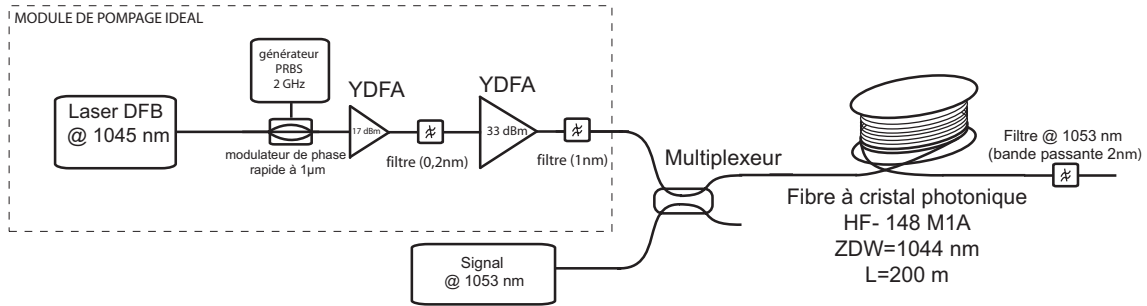


FIG. 4.19 – Schéma expérimental idéal d'un amplificateur paramétrique à fibre pour un signal à 1053nm. YDFA : Amplificateur à fibre dopée Ytterbium.

L'ensemble de cette étude reste à être confirmée par l'expérience qui est manquante dans la littérature scientifique dans cette gamme de longueurs d'ondes. Si elle confirmait les résultats numériques, le facteur de bruit serait alors proche de la limite théorique. Pour aller plus loin, il faudrait ensuite mettre en place d'autres architectures d'amplification tirant parti des spécificités des interactions paramétriques, comme par exemple l'amplification sensible à la phase. Une configuration possible serait de filtrer le signal uniquement en sortie de boucle, et de régénérer la pompe à chaque passage dans la fibre amplificatrice. L'amplificateur devient alors sensible à la phase après le premier tour de boucle et on peut s'attendre à une amélioration du facteur de bruit. Dans une autre configuration, en utilisant un coupleur très fortement déséquilibré, il est possible de se ramener au cas d'une amplification paramétrique sensible à la phase distribuée, similaire à la configuration proposée par M. Vasilyev [119].

Conclusion générale

Le but de ce travail de doctorat a été d'étudier de nouveaux moyens d'amplification et de traitement ultra-rapide des signaux optiques basés sur l'interaction paramétrique dans les fibres optiques. Cette thèse a bénéficié de la littérature très prolifique des dernières années sur les amplificateurs paramétriques à fibre optique (FOPA). Ces travaux antérieurs avaient déjà révélé le potentiel des FOPAs pour une multitude d'applications et avaient exposé les difficultés et les limitations à l'exploitation viable de tels composants. Bien qu'ils constituent une petite contribution au domaine de recherche, les travaux réalisés au cours de cette thèse reflètent cette diversité d'applications des FOPAs.

Dans un premier temps et dans la perspective des besoins futurs des télécommunications, nous avons étudié les architectures de FOPAs à deux pompes. Cette classe de FOPAs permet potentiellement de concevoir des bandes de gain plat sur une plage de plusieurs centaines de nanomètres. Sur ce point, nos travaux ont montré qu'en plus de réduire le gain au voisinage des pompes, l'apparition de bandes latérales à l'extérieur de la bande entre les deux pompes a aussi pour conséquence des oscillations du gain paramétrique sur les bords du spectre de gain plat. Le modèle analytique proposé rend par ailleurs parfaitement compte de récents résultats expérimentaux.

La possibilité de moduler les pompes en opposition de phase offre l'avantage d'éliminer toute déplétion de pompe par rétrodiffusion Brillouin stimulée et d'annuler l'élargissement de l'idler. Nous avons montré théoriquement qu'un tel agencement permet aussi d'annuler la distortion du gain liée à la modulation de phase des pompes. Le modèle analytique a ainsi permis de mieux comprendre comment le bruit de phase des pompes est transféré sur le signal. Nous avons aussi étudié, lorsque les pompes étaient modulées en opposition de phase, la conversion de la modulation de phase en modulation d'amplitude des pompes et son impact sur le gain paramétrique. Contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature, nos travaux ont montré que cet impact est négligeable dans les expériences pratiques de FOPA.

Pour illustrer ces travaux, nous avons mis en œuvre expérimentalement un FOPA à deux pompes. La difficulté résidait à moduler les deux pompes en opposition de phase avec une bonne synchronisation. Dans ce but, nous avons conçu et réalisé en partenariat avec une entreprise bisontine, Photline Technologies, un modulateur de phase double sur Niobate de Lithium qui permet de moduler et coupler simultanément les deux pompes.

En intégrant ce nouveau composant dans notre système d'amplification paramétrique, nous avons démontré que la conversion de longueur d'onde de signal était efficace et transparente sur toute la bande du FOPA, le bruit en sortie n'étant limité que par le bruit d'ASE au pied des pompes. Ce montage doit théoriquement permettre aussi la disparition des fluctuations du gain sur le signal, qui sont liées à la modulation de phase des pompes. Bien que l'emploi de ce nouveau composant simplifie le schéma de modulation dans le module de pompage, toute la difficulté persiste à amplifier les deux pompes combinées par le modulateur de phase. Il convient alors, toujours dans la perspectives d'applications Télécom dans les bandes L et/ou C, de concevoir un amplificateur Erbium ou Raman capable d'amplifier simultanément les deux canaux des pompes avec un bruit minimal. Une autre approche consisterait à augmenter la résistance aux flux du modulateur de phase double et réduire son atténuation. Un tel composant permettrait alors d'utiliser directement des sources à la fois puissantes et spectralement fines et de limiter le besoin d'amplification des pompes. Notons aussi, dans le même ordre d'idée, que des travaux en cours à l'Institute of Advanced Telecommunications (IAT) de l'Université de Swansea au Royaume-Uni ont pour objectif de placer les pompes modulées à l'intérieur d'une cavité résonante aux longueurs d'ondes pompes.

Dans le cadre d'une collaboration avec l'École Fédérale Polytechnique de Lausanne (EPFL) en Suisse, nous avons réalisé une mesure distribuée du gain paramétrique le long de la fibre amplificatrice. Les expériences sont basées sur l'analyse Brillouin dans le domaine temporel d'une sonde soumise à une atténuation Brillouin par une pompe pulsée. Cette dernière subit l'amplification paramétrique et la trace oscilloscope de la sonde révèle ainsi la distribution du gain paramétrique. Ces travaux ont mis en évidence les différents régimes de gain paramétrique (parabolique, exponentiel, saturation), en bon accord avec la théorie. A partir des résultats expérimentaux, il est envisageable d'obtenir la cartographie de la dispersion de la fibre. Un modèle a été présenté et étudié numériquement. Ces travaux montrent qu'il est possible a priori de remonter non seulement à l'évolution longitudinale de la dispersion β_2 , mais aussi à celles de β_3 et β_4 . Cependant, la très grande sensibilité du gain à l'accord de phase entraîne à l'inverse, une grande incertitude sur la dispersion lorsque les courbes de distribution de la puissance du signal amplifié sont légèrement bruitées. Pour réduire cette incertitude, il est nécessaire d'augmenter le rapport signal sur bruit de la sonde. Grâce à la méthode de verrouillage par injection optique, il est possible d'obtenir des sondes de très bonne qualité. Une nouvelle expérience pourrait alors permettre d'obtenir des résultats expérimentaux mieux exploitables. En outre, le développement d'algorithmes de traitement numérique de la distribution de puissance peut permettre de réduire l'incertitude et ouvrir ainsi la voie à une cartographie en temps réel de la dispersion.

Enfin, au fruit d'une collaboration avec le Commissariat à l'énergie Atomique et l'Université des Sciences et Techniques de Lille, nous avons étudié d'un point de vue théorique la faisabilité d'une boucle de répliation avec un amplificateur paramétrique à la longueur d'onde de la source du LASER Mégajoule (1053nm). Ces travaux ont permis d'une part de dimensionner la longueur de fibre et la puissance de pompe nécessaire. Pour s'assurer un grand nombre de répliques à faibles bruits, il est essentiel de concevoir un tel FOPA

non plus comme devant délivrer un certain gain, mais plutôt comme un composant dont la contribution au facteur de bruit de la boucle doit rester minimale. A ce titre, ces travaux ont montré qu'il est nécessaire de minimiser au maximum les pertes avant amplification. Il serait par exemple utile d'utiliser un coupleur déséquilibré. Pour la mise en œuvre expérimentale, nos travaux ont montré qu'une architecture de pompe modulée en phase par une séquence PRBS permet, en régime de gain parabolique, un facteur de bruit proche de la limite théorique d'une boucle à amplificateur insensible à la phase. Ces résultats doivent être confirmés par une démonstration expérimentale. Pour aller plus loin, il serait alors judicieux de conserver l'idler généré lors de la première amplification du signal. Le FOPA serait alors sensible à la phase à partir du deuxième tour de boucle et pourrait permettre d'augmenter encore le rapport signal à bruit des répliques.

Bibliographie

- [1] G. Grynberg, C. Fabre, and A. Aspect, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. Ellipses, 1997.
 - [2] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems, Third Edition*, I. John Wiley & Sons, Ed. John Wiley & Sons, Inc., 2002.
 - [3] L. Provino, "Génération et amplification contrôlées de très larges bandes spectrales dans les fibres optiques conventionnelles et microstructurées," Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté, 2002.
 - [4] P. S. J. Russell, "Photonic-crystal fibers," *Journal of Light. Technol.*, vol. 24, pp. 4729–4749, 2007.
 - [5] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. Academic Press, 2001.
 - [6] K. Saitoh, T. Fujisawa, T. Kiriwara, and M. Koshiba, "Approximate empirical relations for nonlinear photonic crystal fibers," *Opt. Express*, vol. 14, no. 14, pp. 6572–6582, July 2006.
 - [7] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, A. Press, Ed. Academic Press, 1992.
 - [8] K. Tsujikawa, K. Nakajima, Y. Miyajima, and M. Ohashi, "New SBS suppression fiber with uniform chromatic dispersion to enhance four-wave mixing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 8, pp. 1139–1141, 1998.
 - [9] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, and S. N. Knudsen, "Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution," *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, pp. 1691–1697, 2001.
 - [10] J. Marconi, "Double-pumped parametric amplifier with strained fibre to suppress SBS," *IEE Electronics Letters*, vol. 40, no. 24, pp. 1522–1523, 2004.
 - [11] D. Cotter, "Suppression of stimulated Brillouin scattering during transmission of high-power narrowband laser light in monomode fibre," *IEE Electron. Lett.*, vol. 18, no. 15, pp. 638–639, July 1982.
 - [12] Y. Aoki, K. Tajima, and I. Mito, "Input power limits of single-mode optical fiber due to stimulated Brillouin scattering in optical communications systems," *Journal of Light. Technol.*, vol. 6, pp. 710–719, 1988.
 - [13] V. Laude, A. Kheilif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley, and H. Maillotte, "Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers," *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 045107, 2005.
-

-
- [14] Y. Emori, S. Matsushita, and S. Namiki, "100 nm bandwidth flat-gain Raman amplifiers pumped and gain-equalised by 12-wavelength-channel WDM laser diode unit," *IEE Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1355–1356, 1999.
- [15] T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz, and P. T. Dinda, "Raman-assisted parametric frequency conversion in a normally dispersive single-mode fiber," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 22, pp. 1561–1563, 1999. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-24-22-1561>
- [16] F. Vanholsbeeck, P. Emplit, and S. Coen, "Complete experimental characterization of the influence of parametric four-wave mixing on stimulated Raman gain," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 1960–1962, 2003.
- [17] A. S. Y. Hsieh, S. G. Murdoch, S. Coen, R. Leonhardt, and J. D. Harvey, "Influence of Raman susceptibility on optical parametric amplification in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 5, pp. 521–523, 2007. [Online]. Available : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-5-521>
- [18] R. Tang, P. L. Voss, J. Lasrin, P. Devgan, and P. Kumar, "Noise-figure limit of fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters : experimental investigation," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2372–2374, 2004.
- [19] P. L. Voss and P. Kumar, "Raman-noise-induced noise-figure limit for χ^3 parametric amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 5, pp. 445–447, 2004.
- [20] R. Stolen, J. Gordon, W. Tomlinson, and H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, pp. 1159–1166, 1989.
- [21] E. Lantz, D. Gindre, H. Maillotte, and J. Monneret, "Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber : influence of the non-phase-matched waves," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 1, pp. 116–125, 1997.
- [22] T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz, and F. Devaux, "Pump-power-dependant gain for small-signal parametric amplification in birefringent fibres," *Opt. Comm.*, vol. 191, pp. 245–251, 2001.
- [23] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal, "Effects of polarization-mode dispersion in dual-pump fiber-optic parametric amplifiers," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 431–433, 2004.
- [24] R. Grasser, "Génération et propagation de réseaux périodiques de solitons spatiaux dans un milieu de kerr massif," Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté, 1998.
- [25] C.-C. Chang and A. Weiner, "Fiber transmission for sub-500-fs pulses using a dispersion-compensating fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, p. 1455, 1997.
- [26] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, "Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, pp. 1062–1072, 1982.
- [27] R. Tang, J. Lasri, P. S. Devgan, V. Grigoryan, and P. Kumar, "Gain characteristics of a frequency nondegenerate phase-sensitive fiber-optic parametric amplifier with phase self-stabilized input," *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 10 483–10 493, 2005.
- [28] M. E. Marhic, Y. Park, F. S. Yang, and L. G. Kazovsky, "Broadband fiber optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple chebyshev gain spectra," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 17, pp. 1354–1356, 1996.
-

-
- [29] A. Mussot, E. Lantz, A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, T. Sylvestre, and H. Maillotte, "Zero-dispersion wavelength mapping in short single-mode optical fibers using parametric amplification," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 22–24, 2006.
- [30] M. Marhic, N. Kagi, T.-K. Chiang, and L. Kazovsky, "Broadband fiber optical parametric amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 573–575, 1996.
- [31] A. Mussot, "Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit," Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté, 2004.
- [32] L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, and H. Maillotte, "Broadband and flat parametric amplifiers with a multi-section dispersion tailored nonlinear fiber arrangement," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 7, pp. 1532–1537, 2003.
- [33] M. Chavez Boggio, J. D. Marconi, S. R. Bickham, and H. L. Fragnito, "Spectrally flat and broadband double-pumped fiber optic parametric amplifiers," *Opt. Exp.*, vol. 15, no. 9, pp. 5288–5307, April 2007.
- [34] J. C. Boggio, J. Marconi, and H. Fragnito, "Broadband and low ripple double-pumped parametric amplifier and wavelength converter using hnlf," in *Optical Amplifiers and Their Applications (OAA)*, no. OWA2, Whistler, BC, Canada, June 2006.
- [35] A. Vedadi, J.-C. Beugnot, E. Lantz, H. Maillotte, J. Hauden, and T. Sylvestre, "Fiber optical parametric amplifier based on a novel $linbo_3$ synchronized double phase modulator," in *Optical Fiber Communications*, no. OWQ2, 2007.
- [36] K. Kao and G. Hockman, "Dielectric fibre surface waveguides for optical frequencies," *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. 113, pp. 1151–1158, 1966.
- [37] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers : Principles and Applications*. Wiley Interscience, 1994.
- [38] A. H. Gnauck, G. Charlet, P. Tran, P. Winzer, C. Doerr, J. Centanni, E. Burrows, T. Kawanishi, T. Sakamoto, and K. Higuma, "25.6-tb/s c+l-band transmission of polarization-multiplexed rz-dqpsk signals," in *Optical Fiber Communications (OFC 2007)*, no. PDP19, Anaheim, 2007.
- [39] Y. Lu, P. Chu, A. Alphones, and P. Shum, "A 105-nm ultrawide-band gain-flattened amplifier combining C-and-L-band dual-core EDFAs in a parallel configuration," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 1640–1642, 2004.
- [40] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, and A. Ashkin, "Phase-matched four-photon mixing in silica fiber waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, pp. 100–103, 1975.
- [41] J. Pocholle, J. Raffy, M. Papuchon, and E. Desurvire, "Raman and four photon mixing amplification in single mode fibers," *Opt. Eng.*, vol. 24, pp. 600–608, 1985.
- [42] N. Kagi, T.-K. Chiang, M. Marhic, and L. Kazovsky, "Fiber optical parametric amplifier operating near zero-dispersion wavelength," in *Sixth Topical Meeting on Optical Amplifiers and Their Applications*, 1995.
- [43] F. S. Yang, M. C. Ho, M. E. Marhic, and L. G. Kazovsky, "Demonstration of two-pump fiber optical parametric amplification," in *IEE Electron. Lett.*, 1997.
-

-
- [44] K. K.-Y. Wong, M. E. Marhic, G. Kalogerakis, and L. G. Kazovsky, "Fiber optical parametric amplifier and wavelength converter with record 360nm gain bandwidth and 50db signal gain," in *Conf. Lasers and Electro-Optics*, no. CThPDB6, 2003.
- [45] T. Torounidis and P. Andrekson, "Broadband single-pumped fiber-optic parametric amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, pp. 650–652, 2007.
- [46] S. French and J. Blows, "Continuous wave optical fibre parametric amplifier with flattened gain," in *Optical Amplifiers and Their Applications (OAA)*, no. post deadline PD7, 2001.
- [47] M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, M. C. Ho, and L. G. Kazovsky, "92% pump depletion in a continuous-wave one-pump fiber optical parametric amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 620–622, 2001.
- [48] T. Torounidis, P. A. Andrekson, and B.-E. Olsson, "Fiber-optical parametric amplifier with 70-dB gain," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 1194–1196, 2006.
- [49] C. J. McKinstrie, S. Radic, and A. R. Chraplyvy, "Parametric amplifiers driven by two pump waves," *IEEE Journal of Select. Top. in Quantum Electron.*, vol. 8, no. 3, pp. 538–547, may/june 2002.
- [50] C. J. McKinstrie, S. Radic, and A. H. Gnauck, "All-optical signal processing by fiber-based parametric devices," *Optics and Photonics News*, vol. 18, no. 3, pp. 34–40, 2007.
- [51] J. D. Marconi, J. M. Chavez Boggio, and H. L. Fragnito, "Nearly 100nm bandwidth of flat gain with a double-pumped fiber optic parametric amplifier," in *Optical Fiber Communications*, no. OWB1, 2007.
- [52] H. A. Haus and J. A. Mullen, "Quantum noise in linear amplifiers," *Phys. Rev.*, vol. 128, pp. 2407–2413, 1962.
- [53] K. K. Y. Wong, K. Shimizu, M. E. Marhic, K. Uesaka, G. Kalogerakis, and L. G. Kazovsky, "Continuous-wave fiber optical parametric wavelength converter with +40-dB conversion efficiency and a 3.8-dB noise figure," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 692–694, 2003.
- [54] T. Tanemura, H. C. Lim, and K. Kikuchi, "Suppression of idler spectral broadening in highly efficient fiber four wave mixing by binary phase shift keying modulation of pump wave," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 12, pp. 1328–1330, 2001.
- [55] M. C. Ho, M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, and L. G. Kazovsky, "Narrow-linewidth idler generation in fiber four-wave mixing and parametric amplification by dithering two pumps in opposition of phase," *J. of Lightwave Tech.*, vol. 20, pp. 469–476, 2002.
- [56] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. Jopson, J. C. Centanni, A. R. Chraplyvy, C. G. Jorgensen, K. Brar, and C. Headley, "Selective suppression of idler spectral broadening in two-pump parametric architectures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 673–675, 2003.
- [57] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, A. H. Gnauck, J. C. Centanni, and A. R. Chraplyvy, "Performance of fiber parametric-processing device using binary-phase-shift-keyed pump modulator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 548–550, 2003.
-

-
- [58] A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simmoneau, D. Bayart, H. Maillotte, and T. Sylvestre, "Impact of pump phase modulation on the gain of fiber parametric amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 1289–1291, 2004.
- [59] A. Durécu-Legrand, A. Mussot, C. Simmoneau, D. Bayart, T. Sylvestre, E. Lantz, and H. Maillotte, "Impact of pump phase modulation on system performances of fiber optical parametric amplifiers," *IEE Electron. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 83–84, march 2005.
- [60] S. Radic, R. M. Jopson, A. Gnauck, C. J. McKinstrie, J. C. Centanni, and A. R. Chraplyvy, "Stimulated Brillouin scattering suppression using a single modulator in two-pump parametric architectures," in *Optical Fiber Communications*, no. OWN5, Anaheim, California, USA, 2005.
- [61] J. C. Boggio, A. Guimarães, F. Callegari, J. Marconi, and H. Fragnito, "Q penalties due to pump phase modulation and pump RIN in fiber optic parametric amplifiers with non-uniform dispersion," *Opt. Comm.*, vol. 249, pp. 451–472, 2005.
- [62] P. Kylemark, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, "Impact of phase modulation and filter characteristics on dual-pumped fiber-optical parametric amplification," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 439–441, 2006.
- [63] F. Yaman, Q. Lin, S. Radic, and G. P. Agrawal, "Impact of pump-phase modulation on dual-pump fiber-optic parametric amplifiers and wavelength converters," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 2053–2055, 2005.
- [64] P. Kylemark, J. Ren, Y. Myslivets, N. Alic, S. Radic, P. A. Andrekson, and M. Karlsson, "Impact of pump phase-modulation on the bit-error rate in fiber-optical parametric-amplifier based systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, pp. 79–81, 2006.
- [65] A. Vedadi, A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, and T. Sylvestre, "Theoretical study of gain distortions in dual-pump fiber optical parametric amplifiers," *Optics. Comm.*, vol. 267, pp. 244–252, 2006.
- [66] P. Kylemark, P. O. Hedekvist, H. Sunnerud, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, "Noise characteristics of fiber optical parametric amplifiers," *Journal of Light. Technol.*, vol. 22, pp. 409–416, 2004.
- [67] A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, and H. Maillotte, "Impact of pump OSNR on noise figure for fiber-optical parametric amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 1178–1180, 2005.
- [68] A. Bogris, D. Syvridis, P. Kylemark, and P. A. Andrekson, "Noise characteristics of dual-pump fiber-optic parametric amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 9, pp. 2788–2795, September 2005.
- [69] P. Kylemark, M. Karlsson, T. Torounidis, and P. A. Andrekson, "Noise statistics in fiber optical parametric amplifiers," *Journal of Light. Technol.*, vol. 25, pp. 612–620, 2007.
- [70] G. Kalogerakis, K.-Y. Marhic, M.E.and Wong, and L. Kazovsky, "Transmission of optical communication signals by distributed parametric amplification," vol. 23, no. 10, Oct. 2005, pp. 2945–2953.
-

-
- [71] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal, "A novel design for polarization-independent single-pump fiber-optic parametric amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 2335–2337, 2006.
- [72] M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, and L. G. Kazovsky, "Polarization-independent two-pump fiber optical parametric amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 911–913, 2002.
- [73] M. K. L. Kalogerakis, G. ; Marhic, "Polarization-independent two-pump fiber optical amplifier with polarization diversity," no. OWT4, 5-10 March 2006, pp. 3 pp.–.
- [74] F. Callegari, J. Chavez Boggio, and H. Fragnito, "Spurious four-wave mixing in two-pump fiber-optic parametric amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 434–436, 2004.
- [75] J. L. Blows, "Design strategy for controlling four-wave mixing-induced crosstalk between channels in a fibre optical parametric amplifier," *Opt. Comm.*, vol. 236, pp. 115–122, 2004.
- [76] A. Mussot, E. Lantz, A. Dur'ecu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, H. Maillotte, and T. Sylvestre, "Simple methods for crosstalk reduction in fiber optical parametric amplifiers," *Opt. Comm.*, vol. 275, pp. 448–452, 2007.
- [77] K. K. Y. Wong, L. Guo-Wei, and C. Lian-Kuan, "Polarized-interleaved WDM signals in a fiber optical parametric amplifier with orthogonal pumps," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 56–61, 2007.
- [78] G. Kalogerakis, M. E. Marhic, K. Uesaka, K. Shimizu, K. K.-Y. Wong, and L. G. Kazowsky, "Methods for full utilization of the bandwidth of fiber optical parametric amplifiers and wavelength converters," *Journal of Light. Technol.*, vol. 24, pp. 3683–3690, 2006.
- [79] A. Legrand, "Etude des amplificateurs paramétriques à fibre optique pour leur utilisation dans les systèmes de transmissions optiques haut d'ebit multiplex'ees en longueur d'onde," Ph.D. dissertation, Université de Limoges, 2005.
- [80] T. Torounidis, B.-E. Olsson, H. Sunnerud, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, "Fiber-optic parametric amplifier in a loop mirror configuration," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 321–323, February 2005.
- [81] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Lie, and P.-O. Hedekvist, "Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications," *IEEE. J. of Select. Topics. in Quantum Electron.*, vol. 8, no. 3, pp. 506–520, 2002.
- [82] M. E. Marhic, K. K.-Y. Wong, G. Kalogerakis, and L. G. Kazovsky, "Toward practical fiber optical parametric amplifiers and oscillators," *Optics and Photonics News*, pp. 20–25, September 2004.
- [83] M. E. Marhic, *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices*. Cambridge Univ Pr, 2007.
- [84] R. Jiang, R. Saperstein, N. Alic, M. Nezhad, C. McKinstrie, J. Ford, Y. Fainman, and S. Radic, "375 thz parametric translation of modulated signal from 1550nm to visible band," in *Optical Fiber Communications*, no. PDP16, Anaheim, California, USA, March 2006.
-

-
- [85] P. A. Andrekson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. Haner, "16 gbits/s all-optical demultiplexing using four-wave mixing," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 922–924, 1991.
- [86] J. Li, J. Hansryd, P. O. Hedekvist, P. A. Andrekson, and S. N. Knudsen, "300-gb/s eye-diagram measurement by optical sampling using fiber-based parametric amplification," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 987–989, 2001.
- [87] K. Inoue and T. Mukai, "Experimental study on noise characteristics of a gain-saturated fiber optical parametric amplifier," *J. of Lightwave Technol.*, vol. 20, pp. 969–974, 2002.
- [88] M. Yu, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, "Instability due to cross-phase modulation in the normal-dispersion regime," *Phys. Rev E*, vol. 48, no. 3, pp. 2178–2186, September 1993.
- [89] C. J. McKinstrie and S. Radic, "Parametric amplifiers driven by two pump waves with dissimilar frequencies," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 13, pp. 1138–1140, July 2002.
- [90] S. Radic and C. J. McKinstrie, "Optical amplification and signal processing in highly nonlinear optical fiber," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E88-C, pp. 859–869, 2005.
- [91] D. Méchin, R. Provo, J. D. Harvey, and C. J. McKinstrie, "180-nm wavelength conversion based on Bragg scattering in an optical fiber," *Opt. Exp.*, vol. 14, pp. 8995–8999, 2006.
- [92] K. Inoue and T. Mukai, "signal wavelength dependence of gain saturation in a fiber optical parametric amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 1, pp. 10–12, January 2001.
- [93] M. Gao, C. Jiang, W. Hu, J. Wang, and H. Ren, "Optimized design of two-pump fiber optical parametric amplifier and its noise characteristics," *Opt. Comm.*, vol. 258, pp. 321–328, 2006.
- [94] K. K. Y. Wong, M. E. Marhic, and L. G. Kasovsky, "Phase-conjugate pump dithering for high-quality idler generation in a fiber optical parametric amplifier," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 15, pp. 33–35, 2003.
- [95] J. C. Boggio, J. Marconi, and H. Fragnito, "Double-pumped fiber optical parametric amplifier with flat gain over 47-nm bandwidth using a conventional dispersion shifted fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 9, pp. 1842–1844, September 2005.
- [96] F. Matera and M. Settembre, "Comparison of the performance of optically amplified transmission systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, pp. 1–11, 1996.
- [97] M. Karlsson, "Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, no. 8, pp. 2269–2275, 1998.
- [98] M. Farahmand and M. de Sterke, "parametric amplification in presence of dispersion fluctuations," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 136–142, 2004.
- [99] A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, and H. Maillotte, "Impact of the longitudinal variations of the chromatic dispersion on the gain of fiber parametric amplifiers," in *Optical Amplifiers and their Applications*, no. WD2, Otaru, Japan, 2003.
-

-
- [100] M. Gao, C. Jiang, W. Hu, J. Zhang, and J. Wang, "The effect of phase mismatch on two-pump fiber optical parametrical amplifier," *Opt. & Laser Technol.*, vol. 39, pp. 327–332, 2007.
- [101] R. Loudon, "theory of noise accumulation in linear optical-amplifier chains," *IEEE Journ. Quant. Electron.*, vol. 21, pp. 766–773, 1985.
- [102] P. Hallemeier, "Lithium Niobate modulators for 10Gb/s and beyond," in *IEEE LEOS*, no. ThG3 (Invited), 1999.
- [103] B. Augu  , A. Mussot, A. Boucon, E. Lantz, and T. Sylvestre, "Ultralow chromatic dispersion measurement of optical fibers with a tunable fiber laser," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 18, pp. 1825–1827, 2006.
- [104] A. Saleh, R. Jopson, J. Evankow, and J. Aspell, "Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 2, no. 10, pp. 714–717, Oct 1990.
- [105] M. E. Marhic, G. Kalogerakis, K. K.-Y. Wong, and L. G. Kazovsky, "Pump-to-signal transfer of low-frequency intensity modulation in fiber optical parametric amplifiers," *Journ. of Light. Technol.*, vol. 23, pp. 1049–1055, 2005.
- [106] B.-E. Olsson, T. Toroundis, M. Karlsson, H. Sunnerud, and P. Andrekson, "Otdr technique for characterization of fiber optic parametric amplifiers," in *Optical Fiber Communications*, no. OWT3, 2006.
- [107] K.-Y. Song, M. González Herra  z, and L. Thévenaz, "Mapping of chromatic-dispersion distribution along optical fibers with 20-m spatial resolution," *Journal of Light. Tech.*, vol. 23, no. 12, pp. 4140–4146, December 2005.
- [108] D. Alasia, "Advanced trends in nonlinear optics applied to distributed optical-fiber sensors," Ph.D. dissertation, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006.
- [109] M. González Herra  z, L. Thévenaz, and P. Robert, "Distributed measurement of chromatic dispersion by using four-wave mixing and brillouin optical-time-domain analysis," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 22, pp. 2210–2212, November 2003.
- [110] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S. F. Mafang, and L. Thévenaz, "Complete experimental characterization of stimulated brillouin scattering in photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 15, no. 23, pp. 15 517–15 522, 2007. [Online]. Available : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-15-23-15517>
- [111] L. Thévenaz, S. Le Floch, D. Alasia, and J. Troger, "Novel schemes for optical signal generation using laser injection locking with application to brillouin sensing," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15, pp. 1519–1524, 2004.
- [112] M. Marhic, G. Kalogerakis, and L. Kazovsky, "Gain reciprocity in fibre optical parametric amplifiers," *IEE Electron. Lett.*, vol. 42, no. 9, pp. 519– 520, april 2006.
- [113] "R  gression linéaire multiple," *L'encyclop  die libre Wikip  dia*. [Online]. Available : http://fr.wikipedia.org/wiki/R%C3%A9gression_lin%C3%A9aire_multiple#Pr.C3.A9sentation
- [114] H.-A. Bachor and T. C. Ralph, *A guide to experiments in quantum optics*, second, revised and enlarged ed. Wiley-VCH, 2004.
-

-
- [115] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, "All single mode fiber resonator," *Opt. Lett.*, vol. 7, pp. 288–290, 1982.
- [116] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of SC lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, pp. 259–264, 1982.
- [117] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, and S. Pitois, "Spectral broadening of a partially coherent cw laser beam in single-mode optical fibers," *Opt. Express*, vol. 12, no. 13, pp. 2838–2843, 2004. [Online]. Available : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-13-2838>
- [118] B. Barviau, S. Randoux, and P. Suret, "Spectral broadening of a multimode continuous-wave optical field propagating in the normal dispersion regime of a fiber," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 1696–1698, 2006.
- [119] M. Vasilyev, "Distributed phase-sensitive amplification," *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 7563–7571, 2005.
-

Resumé

Depuis l'avènement en Perse, il y a 2500 ans, du service postal, la capacité à transmettre un maximum d'information sur une longue distance et en un minimum de temps s'avère être une des quêtes de l'Homme. Aujourd'hui, les moyens de télécommunications modernes font parti de notre quotidien et nous permettent de partager quasi-instantanément de la voix, de l'image ou du texte avec un interlocuteur situé à des milliers de kilomètres. Le cadre général dans lequel s'insère ce manuscrit de thèse est celui de l'étude de la couche physique des télécommunications, mais de façon plus précise, celui de la recherche d'outils de traitement tout-optique de l'information destinés particulièrement aux futurs systèmes de transmission à très haut débit. En effet, de nombreuses recherches ces dernières années ont montré la variété d'applications possibles à partir de l'amplification paramétrique, une nouvelle technique d'amplification sur fibre optique offrant une très grande bande passante. Nous présentons dans ce manuscrit une étude théorique des amplificateurs paramétriques utilisant deux lasers de pompe. Nous analyserons également le bruit et la distorsion des signaux de télécommunications apporté par la modulation de phase des pompes, requise pour supprimer la rétro-diffusion Brillouin stimulée dans toute fibre optique. Nous donnerons la démonstration théorique que deux ondes pompes modulées en opposition de phase annulent toute distorsion des signaux. Nous présenterons également une mise en oeuvre expérimentale d'un amplificateur paramétrique optique, intégrant un nouveau modulateur de phase double réalisé en partenariat avec la société Photline Technologies. Celui-ci nous a permis de démontrer une qualité d'amplification optique ainsi qu'une conversion de longueur d'onde quasi-transparente. La troisième partie présente ce qui constitue, à notre connaissance, la première mesure distribuée du gain paramétrique le long de la fibre optique servant de milieu amplificateur. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec l'Ecole Fédérale Polytechnique de Lausanne (EPFL), en Suisse. Ils sont basés sur l'analyse Brillouin dans le domaine temporel. La quatrième et dernière partie de ce manuscrit relate une étude théorique et numérique d'une boucle à réplication d'impulsion laser intégrant un amplificateur paramétrique. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre d'un contrat avec le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA). L'originalité de cette étude réside dans l'exploitation des amplificateurs paramétriques dans la fenêtre de longueurs d'ondes autour de 1 μm en utilisant des fibres à cristal photonique.

Mots clés : *Optique non linéaire, fibre optique, amplification paramétrique, mélange à quatre ondes, télécommunications optiques, diffusion Brillouin stimulée, dispersion, modulation, réplication, conversion de longueur d'onde, échantillonnage optique.*

Abstract

Over the past few years fibre optical parametric amplifiers (FOPA) have shown potential for many practical applications and permitted significant progress for future ultra high-bit-rate telecommunication systems, as the fundamental mechanism allows for a significant enhancement of the transmission bandwidth with respect to other optical amplifiers. In particular, dual-pump FOPA has proven to be the most efficient way for flat and wide gain bandwidth. The thesis provides a comprehensive review of the different physical mechanisms for parametric amplification and gives a detailed theoretical and experimental study of two-pump FOPAs. In particular, we focus on the signal distortion and spectral broadening induced by the phase modulation of the pumps, needed for suppressing the backward stimulated Brillouin scattering. We theoretically show that both the signal gain distortion and idler spectral broadening can fully suppressed when using counter-phase modulation of the two pump waves. We then report the fabrication of an integrated LiNbO_3 Y-junction synchronized double phase modulator fully packaged for RF-application up to 40 GHz. This optical modulator allows for delivering simultaneously counter-phase high-speed modulation and coupling for two input channels. It was designed for application to fibre-optical parametric amplifier and wavelength converters for suppressing idler spectral broadening and signal gain distortion caused by phase modulation itself. With this component, Idler spectral broadening suppression is experimentally demonstrated over all the parametric gain band of a two-pump parametric amplifier operating in the 1.55 μm region. We then report the experimental observation of the parametric gain mapping along an optical fibre, using the so-called Brillouin optical time domain analysis. This method, developed in collaboration with the EPFL in Switzerland, allows us to observe for the first time both the effect of pump depletion and of the dispersion longitudinal fluctuations. Finally, the last part of the manuscript deals with a theoretical study of a parametric amplifier operating at 1 μm for optical pulse replication in collaboration with the CEA in Bordeaux.

Key words: *nonlinear optics, optical fibre, telecommunication, parametric amplification, wavelength conversion, four wave mixing, modulation instability, dispersion.*